

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Emmanuel Laisné

Thèse dirigée par **Fabienne Ledroit-Guillon**
et codirigée par **Benjamin Trocmé**

préparée au sein **Laboratoire de Physique Subatomique et
de Cosmologie**
et de l'**Ecole Doctorale de Physique de Grenoble**

Performances du calorimètre électromagnétique et recherche de nouveaux bosons de jauge dans le canal diélectron auprès du détecteur ATLAS

Thèse soutenue publiquement le **8 octobre 2012**,
devant le jury composé de :

Mme, Lucia Di Ciacco

Prof. Université de Savoie, Présidente

Mme, Barbara Clerbaux

Prof./Maitre de Recherche ULB/FNRS, Rapporteur

M, Dominique Fortin

Research Associate TRIUMF, Rapporteur

M, Daniel Fournier

DRCE CNRS, Examineur

Mme, Fabienne Ledroit-Guillon

DR2 CNRS, Directeur de thèse

M, Benjamin Trocmé

CR1 CNRS, Co-Directeur de thèse



Table des matières

1	Aller au delà du modèle standard, l'ère LHC	7
1.1	Modèle standard	7
1.1.1	Constituants et symétries	8
1.1.2	Théories de jauge	9
1.1.3	Théorie électrofaible et mécanisme de Higgs	12
1.2	Au delà du modèle standard	13
1.2.1	Dépasser le modèle standard	13
1.2.2	Nouveaux bosons de jauge	16
1.2.3	Processus $pp \rightarrow l\bar{l} + X$	21
1.3	Le LHC	27
1.3.1	Un collisionneur proton proton	29
1.3.2	Machine et mise en service	30
1.3.3	Collisions proton-proton en 2011	33
1.4	ATLAS	34
1.4.1	Détecteur interne	36
1.4.2	Calorimétrie à argon liquide	39
1.4.3	Calorimètre à tuiles	44
1.4.4	Spectromètre à muons	45
1.4.5	Système de déclenchement	46
1.4.6	Détermination de la luminosité	47
2	Mise en service du calorimètre à argon liquide	51
2.1	Électronique du calorimètre à argon liquide	51
2.1.1	Collecte du signal	52
2.1.2	Chaîne de lecture	53
2.1.3	Reconstruction de l'énergie	57
2.2	Qualification de la réponse de l'électronique lors de l'opération du détecteur	58
2.2.1	Chaîne d'étalonnage	59
2.2.2	Détermination des constantes d'étalonnage	60
2.2.3	Canaux pathologiques	63
2.3	Identification de pathologies associées aux mémoires analogiques SCA	64

2.3.1	Contrôle de l'uniformité de la réponse des mémoires analogiques	64
2.3.2	Pathologie liée à la stratégie de choix du gain	66
3	Etude des bouffées de bruit et qualité des données	71
3.1	Recherche de déviations cohérentes	71
3.2	Caractérisation des bouffées de bruits lors de la mise en service du calorimètre	73
3.2.1	Topologie	73
3.2.2	Corrélation avec les conditions d'opération de la haute tension	76
3.3	Caractérisation des bouffées de bruit durant les prises de collision	80
3.3.1	Problématique	80
3.3.2	Durée des bouffées de bruit	81
3.3.3	Identification par facteur de qualité	83
3.4	Préservation de la qualité des données	84
3.4.1	Stratégie	84
3.4.2	Contrôle en temps réel	85
3.4.3	Mise à jour des bases de données	88
4	Performance d'ATLAS dans le domaine des électrons de haut p_T	93
4.1	Système de déclenchement pour les électrons	93
4.1.1	Architecture	93
4.1.2	Déclenchement à haute énergie	95
4.1.3	Évolution du déclenchement avec la luminosité	97
4.2	Reconstruction et identification des électrons dans ATLAS	98
4.2.1	Reconstruction	98
4.2.2	Identification	100
4.3	Performances dans la simulation	108
4.3.1	Efficacité d'identification dans la simulation	109
4.3.2	Résolution en énergie	113
4.4	Validation des performances via des chandelles standards	115
4.4.1	Échelle d'énergie et résolution	116
4.4.2	Efficacités	118
4.5	Validation du critère E/p	120
4.5.1	Étude dans la simulation	120
4.5.2	Validation dans les données	123
5	Recherche d'une résonance dans le canal diélectron	129
5.1	Préambule	129
5.1.1	Principe de l'analyse	129
5.1.2	Echantillons Monte Carlo	130
5.2	Sélection du signal	133
5.2.1	Présélection	133

5.2.2	Choix de l'acceptance géométrique	134
5.2.3	Identification des électrons	135
5.2.4	Déclenchement	138
5.3	Performances de la sélection finale	140
5.3.1	Efficacité en fonction de l'impulsion transverse	140
5.3.2	Efficacité en fonction de la masse invariante diélectron . . .	140
5.3.3	Résolution sur la masse invariante	142
5.4	Stabilité de la sélection lors de la prise de données	144
5.5	Évaluation des bruits de fond dans les données	144
5.5.1	Méthode 1 : renversement d'un critère d'identification . . .	145
5.5.2	Méthode 2 : évaluation du taux de mauvaise identification	148
5.5.3	Combinaison des méthodes	154
5.6	Comparaison des prédictions aux données	154
5.7	Incertitudes systématiques	158
5.7.1	Incertitudes théoriques	158
5.7.2	Incertitudes expérimentales	160
5.8	Interprétation des résultats	163
5.8.1	Principe	163
5.8.2	Recherche d'un excès dans le spectre en masse invariante .	167
5.8.3	Limites sur l'existence d'une nouvelle résonance	168

*Il a bossé pendant des jours
Tâchant avec amour
D'améliorer l'modèle
Quand il déjeunait avec nous
Il avalait d'un coup
Sa soupe au vermicelle
On voyait à son air féroce
Qu'il tombait sur un os
Mais on n'osait rien dire*

Boris Vian, *La java des bombes atomiques*

Remerciements

Ce qui suit est le résultat de trois années d'une aventure qui, avant d'être une aventure scientifique, est une aventure humaine. Les quelques pages de ce manuscrit doivent ainsi beaucoup à l'apport d'une multitude de personnes. Pour leur éviter d'avoir à chercher entre les lignes un discret témoignage du soutien qu'elles ont pu m'apporter, je tiens ici à les en remercier.

Tout d'abord je tiens à adresser des remerciements chaleureux à mon jury de thèse pour avoir accepté d'évaluer mon travail. Merci donc à Barbara, Daniel, Dominique et Lucia d'avoir fait le déplacement parfois de loin pour assister à ma soutenance. Merci Lucia d'avoir accepté d'être la présidente de ce jury et merci pour les mots rassurants que tu as pu m'adresser avant le début de l'exposé. Merci beaucoup à Barbara et Dominique pour leur relecture attentive et éclairée du manuscrit qui a contribué à son amélioration.

Un très grand merci à mes deux encadrants de thèse : Fabienne et Benjamin.

Fabienne tu as très certainement été mon soutien le plus important au cours de ces trois années de travail. Intransigeante, franche, perfectionniste pour toi même et pour les autres avec les exigences que cela implique. Mais aussi disponible, attentive et humble avec toute la simplicité et la chaleur qui en découlent. Nous avons travaillé ensemble et non pas l'un à côté de l'autre. Pour cela je te remercie. Par ta relecture, je te suis redevable d'une grande partie de ce manuscrit à l'exception des points où ton œil éclairé s'efface devant celui de Benjamin.

Benjamin, j'ai pris un très grand plaisir à travailler avec toi. Merci de m'avoir accompagné dès les tatonnements du début de thèse. Je te dois ma plongée dans les équipes argon liquide et data quality d'ATLAS. J'ai appris beaucoup à ton contact grâce à la diversité des problématiques rencontrées et à l'ambiance de travail au sein de ces deux groupes. J'y ai découvert une intégrité scientifique et une qualité de travail remarquable qui m'auront marqué.

A vous deux, je dis "à bientôt". Nos chemins professionnels se séparent ici mais c'est avec amitié que j'espère garder le contact.

Au sein d'un laboratoire, au delà des encadrants de thèse, il convient de remercier un certain nombre de personnes qui participent à créer l'environnement nécessaire à l'aboutissement de ces trois années de travail.

Je tiens donc à remercier le groupe ATLAS du laboratoire pour son accueil notamment Benoit, Sabine et Arnaud pour les discussions amicales et enrichissantes.

Merci aussi aux services techniques et au service administratif sans qui le laboratoire ne serait pas. Un merci tout particulier à Anic, Christine et Chrystelle pour leur disponibilité et leur sourire.

Merci à toi Serge, pour ta préoccupation quant à l'avenir des doctorants du laboratoire qui s'exprime au delà de ton statut de directeur.

Merci à l'ensemble du Comité Technique et Communication du laboratoire. Mes remerciements chaleureux et amicaux vont particulièrement à Sabine, Corinne et Emmanuelle pour leur implication au sein de ce comité. Le maintien de la fête de la science et des "master class" durant mon passage au laboratoire vous doit beaucoup. Vous avez toute ma reconnaissance pour l'accueil que vous y réservez aux doctorants.

Merci à l'ensemble des doctorants du laboratoire, compagnons de pauses café interminables, de repas sonores et animés et parfois de soirées quelque peu arrosées. Merci à vous qui avez pris une responsabilité au sein du BIDUL afin de faire perdurer son action et de contribuer à l'information, à l'accueil et à l'entraide entre doctorants et post-doctorants du laboratoire. Merci entre autres à Thomas, Nicolas M. et Nicolas A. d'en avoir assuré la présidence. Merci à ceux qui ont pris la relève et merci au regard bienveillant des personnels permanents qui permettent le maintien du BIDUL dans son esprit originel génération après génération.

Un laboratoire est un lieu de vie où les rencontres se font parfois au delà des groupes de travail. Il est ainsi des personnes que vous avez plaisir à croiser au détour d'un couloir pour échanger quelques mots. Je remercie donc entre autres : Yannick pour les discussions parapente, Maffoud pour les discussions sur tout et n'importe quoi, David pour les discussions sur son âge avancé.

Des remerciements très chaleureux à Fred pour avoir initié cette rencontre avec Fabienne lors de ma recherche de stage de M1. En voici le résultat et je n'en regrette rien. Merci pour ta disponibilité et ton écoute.

Au delà du laboratoire, je souhaite remercier les collaborateurs extérieurs et les personnes rencontrées lors de mes allers-retours au CERN.

Merci aux personnes des groupes argon liquide, data quality et egamma pour leur accueil bienveillant : Isabelle, Stephanie, Paolo, Guillaume, Jessica, Stefan, Peter, Fabrice, Mauro ...

Merci à Sarah, Simon, Christian, Nayanka, Wojtek, Dan pour leur aide dans la chasse au Z', graviton et autres résonances qui se cachent aujourd'hui encore.

Avec toute mon amitié, merci à Dudu, Louis, Maud, Samir, Olivier et Julien pour

les instants café, bières, discussions, DQ shifts, hardronic festival et bien d'autres lors de mes passages au CERN.

Une partie de mon activité de ces trois dernières années n'apparaît malheureusement pas dans ce manuscrit. J'ai ainsi passé trois années à enseigner à l'Université de Savoie au sein d'une équipe aux qualités pédagogiques remarquables. Merci à vous Gwën, Vincent, Sean, Lilian, Jeanne, Richard et Marie. Merci aussi aux formateurs du CIES pour leur investissement dans la formation des moniteurs. Merci à Cécile et sa classe de CM2 ainsi qu'à Frédéric pour les moments passés ensemble à l'occasion de l'atelier ASTEP.

Vient le moment plus difficile des remerciements aux personnes qui m'ont apporté un soutien et auxquelles je dois plus que ces quelques pages. Vous étiez pour certains déjà là avant, vous serez je l'espère toujours là après.

Tout d'abord merci à ceux qui au fil des trois dernières années sont passés du statut de compagnons de galère à celui d'amis sincères. Merci Fafat d'œuvrer pour que je me remette au théâtre, à la guitare, au sport, aux voyages ... Tu es la meilleure conscience qu'un ami puisse avoir. Merci Nico de savoir à la fois débattre avec démagogie et apporter des arguments percutants. Ça fait mal de l'avouer ! Merci Flo de supporter Nico tout en restant de bonne humeur. Merci Ju d'avoir créé le monde. Je reste persuadé que tu aurais pu le faire en moins de sept jours. Merci Nico pour la défense de tes idéaux et l'énergie débordante que tu y consacres. Merci Alex et Fab de nous précéder dans cette aventure périlleuse qu'est l'après thèse. Je vous souhaite de réussir aussi bien que vous deux. Merci Mathieu de ne jamais avoir piraté ma boîte mail et d'avoir préféré partager quelques whisky. Merci Isa pour ton approche sereine des événements. Bon courage à toi, Paulo et Léandre pour la suite.

Merci aux amis rencontrés à l'UFR physique de Grenoble et au gang des bloqueurs : Mat, Véro, Ju, Gab, Morgan, Mylène, Paulo, Simon ... Vous m'avez aidé à faire de cette ville un peu la mienne. Votre amitié m'est précieuse.

Merci Emilie pour avoir su réviser seule pendant que d'autres passent l'aspirateur, pour ces deux années de master qui ont forgé une amitié et pour votre accueil à toi et Arnaud dans une région où le temps est doux et l'apéro abondant.

Merci Mel pour ton amitié et ton écoute ainsi que pour les clefs de la Ruchère. Ce fut un moment salvateur et reposant lors d'une rédaction qui en a peu comporté.

Merci Lilou et Jé de m'avoir ouvert la porte de Plouhinec lorsque l'air marin me faisait défaut. Merci pour votre confiance et votre amitié qui sont venues ensoleiller ma journée enneigée au CERN lorsque à 6h29 le 17 novembre 2011 le petit Riwan a pointé le bout de son nez. Bienvenue parmi nous mon grand !

Merci aux indéfectibles : Kiki, Charlie et JC. Des trajectoires ô combien différentes pour nous quatre mais une amitié toujours là. Où que j'atterrisse ma porte vous est ouverte comme la vôtre me l'a toujours été. Merci pour les vacances au beau milieu de la dernière ligne droite.

Merci les collocs. Merci Mat pour la réception des voisins en tenue de circonstance lors de notre crémaillère, pour tes goûts en matière de BD ("Vous connaissez pas Gotlib?! ") et pour votre accueil à toi et Laurie lors des visites de caves alsaciennes. Merci Gab pour ton manuel de propreté à l'intention des gens peu courageux intitulé : "le sol ne se salit que si la poussière est susceptible de l'atteindre" et pour ton humour trop souvent incompris. Merci JLB, éternel compagnon de jeux de société, pour ton enthousiasme qui nous a fait oublier que tu n'aimais pas faire la vaisselle et pour ta présence depuis la fin de thèse. Merci Thomas pour tes goûts musicaux qui n'engagent que toi mais surtout pour l'amitié que tu offres sans compter à des gens d'horizons différents. Bonne chance à Pennstate. Merci Pierrot pour ton amitié sans faille qui n'est pas qu'une convention, ton apport dans nos vies de thésards pas faciles à vivre et pour ton amour des chips violettes. Tom, merci frangin. Trois ans à respirer le même air en permanence. Je ne t'ai pas planté mon crayon dans l'œil pour la simple raison que dans le bureau tous les crayons sont à toi. Je te fais confiance pour tracer ta propre route.

Merci à mes enseignants au sein de l'enseignement public primaire, secondaire et universitaire. Je vous dois de terminer aujourd'hui une thèse de doctorat. A ce titre je tiens à remercier Jean François Roudier à qui je dois mon engouement pour la physique et qui m'a soutenu dans ma décision de poursuivre ma voie à l'université.

Le plus grand des mercis à ma famille, mes parents, ma soeur qui m'accompagnent et me soutiennent dans mes choix depuis le début. Cette thèse est un peu la vôtre tant sans vous je n'y serais pas parvenu.

Enfin merci à toi que j'ai malencontreusement oublié mais qui saura me le faire remarquer.

"Le plus dur, c'est de trouver l'équilibre entre la complexité et le divertissement, de proposer un voyage, pas un récital."

Alain Bashung

Introduction

Notre vision du monde, de ses constituants élémentaires et des interactions auxquelles ils sont soumis s'est considérablement affinée au XX^e siècle. Depuis la célèbre phrase de Lord Kelvin datée de 1900 : "Il n'y a plus rien à découvrir en physique aujourd'hui, tout ce qui reste est d'améliorer la précision des mesures", un grand chemin a au contraire été parcouru et a mené notamment à l'émergence de la relativité générale et du modèle standard. La première de ces deux théories offre une description relativiste de la gravitation aux grandes échelles. La seconde constitue le coeur de la physique des particules actuelle et propose une description quantique et relativiste des interactions électromagnétique, faible et forte.

Le XX^e siècle a marqué le succès du modèle standard. Les mesures effectuées auprès des collisionneurs LEP et Tevatron ont permis de le confronter à ses prédictions et de contraindre ses paramètres libres. Si ces collisionneurs n'ont pas réussi à le mettre en défaut, forts de l'erreur commise par Lord Kelvin en 1900, les physiciens n'ont pas pu se résoudre à le considérer comme la théorie ultime. De même qu'il n'explique pas l'asymétrie observée entre la matière et l'antimatière, le modèle standard ne peut expliquer les observations cosmologiques indiquant l'existence de la matière noire. Enfin le recours à deux théories distinctes pour décrire les quatre interactions fondamentales n'est pas une solution satisfaisante. Il est ainsi fort probable que le modèle standard ne soit qu'une théorie effective des interactions électromagnétique, faible et forte applicable aux énergies de l'ordre de la centaine de GeV. Afin de dépasser le cadre de cette théorie effective, de multiples extensions respectant les contraintes expérimentales ont été construites depuis la fin des années 1970. Parmi ces théories, nombreuses sont celles faisant état de nouveaux bosons de jauge associés à des symétries supplémentaires. Il appartient aujourd'hui au LHC (*Large Hadron Collider*) et à ses expériences d'apporter de nouvelles contraintes expérimentales afin de valider ou d'exclure ces théories.

Démarré à l'automne 2008, le LHC a depuis dépassé tous les records en termes de luminosité instantanée et d'énergie dans le centre de masse pour un collisionneur. Les collisions proton-proton enregistrées en 2011 à 7 TeV et en 2012 à 8 TeV ont déjà apporté les prémices d'une réponse quant à l'existence de la pièce manquante du modèle standard : le boson de Higgs, et fortement participé à contraindre le domaine où pourrait intervenir la nouvelle physique. Ces résul-

tats sont l'aboutissement du travail mené afin de comprendre la machine et ses détecteurs ainsi que pour analyser les données.

Le travail présenté dans cette thèse revient sur ces deux aspects à travers la compréhension de la réponse du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS et la recherche directe, dans les données collectées au cours de l'année 2011, d'un nouveau boson de jauge massif. L'existence de nouveaux bosons de jauge massifs Z' prédits notamment par les théories de grande unification peut être étudiée au LHC en examinant le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow l\bar{l} + X$. La signature de ce processus est l'apparition d'une résonance similaire à celle du Z dans le spectre en masse invariante dilepton. Notre choix s'est porté sur un canal de désintégration en un électron et un positron¹. Ce canal est fortement dépendant des performances du calorimètre électromagnétique et nécessite de comprendre le comportement des électrons à haute impulsion transverse. Ces deux points sont développés dans ce manuscrit. Ces paramètres maîtrisés, il devient intéressant de scruter les données collectées afin de déterminer si celles-ci présentent la signature caractéristique d'un éventuel signal.

Ce manuscrit est scindé en trois grandes parties. La première revient sur le contexte à la fois théorique et expérimental dans lequel s'inscrit le travail réalisé par la suite. Après un bref retour sur le modèle standard, nous nous attarderons quelques instants sur les motivations théoriques à l'origine de ses extensions. Nous nous intéresserons plus particulièrement à celles de ces extensions dans lesquelles un nouveau boson Z' est prédit du fait de l'existence d'un groupe de symétrie $U(1)$ supplémentaire. Nous finirons par la description du collisionneur LHC et de l'expérience ATLAS.

La seconde grande partie retrace les études menées afin de s'assurer des performances du calorimètre électromagnétique. Le chapitre 2 fait notamment état de la caractérisation et du traitement de deux pathologies de son électronique de lecture. Le chapitre 3 revient sur l'étude de déviations cohérentes du bruit dans le calorimètre et sur la stratégie déployée afin de préserver l'intégrité des données collectées.

Enfin, la troisième partie décrit le travail préparatoire ainsi que l'analyse menée afin de rechercher un excès d'événements attribuable au signal d'un nouveau boson Z' . Le chapitre 4 décrit ainsi les performances attendues en termes de reconstruction et d'identification des électrons de haute impulsion. Le chapitre 5 constitue le coeur de l'analyse et décrit l'étude des données 2011 à travers l'évaluation des bruits de fond de l'analyse et la caractérisation d'un éventuel excès de signal.

1. Dans la suite de ce manuscrit, nous parlerons par abus de langage de désintégration en deux électrons.

*"D'abord, il faut imaginer une bonne histoire ;
ensuite trouver les détails qui font vrai."*

John Irving

1

Aller au delà du modèle standard, l'ère LHC

1.1 Modèle standard

Notre représentation actuelle des particules et de trois des interactions fondamentales que sont les forces électromagnétique, faible et forte est englobée dans le modèle standard de la physique des particules. Son élaboration a été entamée dès les années 1930 par la construction d'une théorie quantique de l'électromagnétisme. Un nouveau pas en avant a été réalisé au milieu des années 1960 avec la proposition d'une théorie unifiée de l'interaction faible et électromagnétique par Glashow, Weinberg et Salam. Dans les mêmes années, Higgs, Englert et Brout ont fait l'hypothèse de l'existence d'un champ : le champ de Higgs, brisant spontanément la symétrie électrofaible et donnant leur masse aux bosons lourds du modèle standard. Enfin c'est au début des années 1970, avec la construction de la chromodynamique quantique, que le modèle standard a pris la forme qu'on lui connaît aujourd'hui. Celle d'une théorie des champs quantique et relativiste.

Depuis, le modèle standard a été abondamment vérifié par de nombreuses expériences qui se sont succédées depuis son élaboration. Parmi les succès expérimentaux, on retrouve la découverte des courants neutres en 1973 [1], du quark charmé avec la découverte du J/Ψ en 1974 [2,3], du gluon en 1979 [4], des bosons vecteurs faibles en 1983 [5–8], plus récemment la mise en évidence du quark top en 1995 [9,10] et d'une résonance compatible avec l'hypothèse de l'existence d'un boson de Higgs à 125 GeV le 4 juillet 2012 [11,12].

1.1.1 Constituants et symétries

Au sein du modèle standard, chaque particule est un champ dont l'évolution est gouvernée par un lagrangien. Dans cette description, la notion de symétrie joue un rôle fondamental. Ainsi dans un cadre relativiste, l'ensemble des transformations conservant l'intervalle d'espace-temps et formant le groupe de symétrie de Poincaré permet de mettre en évidence deux invariants du champ : sa masse et son spin.

1.1.1.1 Fermions

Les particules de spin demi-entier constituent les champs fermioniques. Ils sont représentés par des spineurs de Dirac qui peuvent être décomposés en deux spineurs de Weyl représentant les chiralités gauche et droite des fermions :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

L'existence de symétries internes pour ces champs, associées à des groupes de jauge, permet de rendre compte des trois interactions fondamentales. Ces symétries internes se caractérisent par leur invariance suivant une transformation de jauge locale $\psi \rightarrow e^{-i\alpha_a T_a} \psi$ où $\alpha_a(x)$ est fonction des coordonnées d'espace-temps et T_a sont les générateurs du groupe de symétrie. Selon le théorème de Noether [13], l'existence de ces symétries implique la conservation d'une ou plusieurs quantités. Les fermions peuvent ainsi être classés en fonction des nombres quantiques suivants :

- la charge électromagnétique Q , conservée par l'interaction électromagnétique décrite par le groupe de symétrie $U(1)_{EM}$;
- l'isospin faible, associé à l'interaction faible décrite par le groupe $SU(2)_L$;
- l'hypercharge, dont nous verrons qu'elle apparaît dans la théorie électrofaible. Elle est définie par $Y = 2(Q - I_3)$, où I_3 est la troisième composante de l'isospin faible associée au groupe $U(1)_Y$;
- la charge de couleur, conservée par l'interaction forte décrite par $SU(3)_C$.

Les fermions peuvent être divisés en deux catégories : les leptons sensibles à l'interaction électrofaible et les quarks sensibles aux interactions électrofaible et forte. Ceux-ci sont regroupés en trois générations. L'ensemble des fermions du modèle standard est ainsi résumé dans le tableau 1.1.

La découverte de la violation de la parité dans les intégrations β a montré que seuls les états de chiralité gauche étaient sensibles à l'interaction faible. Les états de chiralité gauche sont donc rassemblés en doublets d'isospin faible et les états de chiralité droite sont des singulets de $SU(2)$. Les neutrinos n'étant sensibles qu'à l'interaction faible, ils n'admettent pas de représentation droite dans le modèle standard.

	Y	I	I_3	Q
$Q_L^i = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	1/3	1/2	+1/2 -1/2	+2/3 -1/3
$u_R^i = u_R, c_R, t_R$	4/3	0	0	+2/3
$d_R^i = d_R, s_R, b_R$	-2/3	0	0	-1/3
$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	-1	1/2	+1/2 -1/2	0 -1
$e_R^i = e_R, \mu_R, \tau_R$	-2	0	0	-1

TABLE 1.1: Fermions du modèle standard représentés avec leur hypercharge, leur isospin faible, leur troisième composante de l'isospin faible et leur charge électrique.

Dans le secteur des quarks, le changement de saveur par courant chargé (W^\pm) indique que les états propres de masse et de saveur ne coïncident pas. La relation entre ces états est donnée par la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM). Celle-ci est entièrement déterminée par quatre paramètres : trois angles et une phase complexe. Cette dernière permet de rendre compte de la violation de CP.

1.1.1.2 Bosons

Comme nous le verrons plus tard, les interactions associées au groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ du modèle standard sont caractérisées par l'échange d'une particule. Ces champs de spin entier sont appelés bosons de jauge. Ainsi le photon γ , le boson Z , les deux bosons W^\pm et les huit gluons g permettent de rendre compte de l'interaction électromagnétique, faible et forte. La gravitation ne trouve pas de description satisfaisante dans le modèle standard.

1.1.2 Théories de jauge

1.1.2.1 Electrodynamique quantique

La construction du modèle standard est basée sur l'écriture, pour chaque groupe de symétrie, du lagrangien décrivant l'évolution des champs de telle sorte qu'il soit invariant sous les transformations du groupe considéré. Un exemple simple est donné par l'électrodynamique quantique [14]. Développée dans les années 1930, cette théorie part du constat que la force électromagnétique respecte la structure d'un groupe de symétrie $U(1)_{EM}$ possédant un unique générateur Q .

L'évolution libre d'un fermion ψ de masse m est décrite par le lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi . \quad (1.2)$$

Ce lagrangien n'est pas invariant sous une transformation locale de jauge $\psi \rightarrow \psi e^{-i\alpha(x)Q}$ du groupe $U(1)$. Cette invariance peut être rétablie par l'introduction d'un champ de jauge A_μ de telle manière que le lagrangien est réécrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - ie\bar{\psi}(i\gamma^\mu A_\mu)\psi , \quad (1.3)$$

où e est la charge associée au générateur Q de telle sorte que $Q\psi = e\psi$. Ce lagrangien reste invariant à condition que le champ de jauge se transforme comme $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x)$.

Ce nouveau champ de jauge peut être rapproché du photon et nécessite l'adjonction d'un terme prenant en compte l'évolution libre du champ. De manière générale, l'évolution du champ C_μ peut être écrite via le lagrangien de Maxwell :

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{4}C_{\mu\nu}C^{\mu\nu} \quad \text{avec} \quad C_{\mu\nu}^a = \partial_\mu C_\nu^a - \partial_\nu C_\mu^a - gf_{abc}C_\mu^b C_\nu^c, \quad (1.4)$$

où g est le couplage associé au groupe de symétrie et f_{abc} sont les constantes de structure (non nulles) de l'algèbre du groupe. Dans le cas de l'électromagnétisme avec un unique générateur, ceci mène à l'écriture du tenseur $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ et finalement :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.5)$$

Par l'écriture de ce lagrangien, nous avons réussi à faire apparaître tous les ingrédients de l'interaction électromagnétique. Une évolution libre du fermion, un terme d'interaction entre le champ et le fermion (le photon) et la dynamique de ce champ.

La même construction peut être adoptée pour construire une théorie de l'interaction faible et de l'interaction forte.

1.1.2.2 Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique peut être construite de la même manière que l'électrodynamique quantique en partant du constat que la force forte régissant l'interaction entre les quarks respecte la structure de $SU(3)_C$ associée à la conservation d'un nouveau nombre quantique : la couleur. Historiquement, l'introduction de la couleur est liée à l'observation d'états liés composés de trois quarks identiques tels que les baryons Δ^{++} et Ω^- . Ces états violent la statistique de Fermi-Dirac. Si tant est que cela soit possible, il devrait donc a priori exister des états liés de deux quarks identiques. Ceci n'est pas observé. En postulant que les quarks existent en trois couleurs et que les états liés sont neutres de couleur, la zoologie des baryons observés et la statistique de Fermi-Dirac sont rétablies.

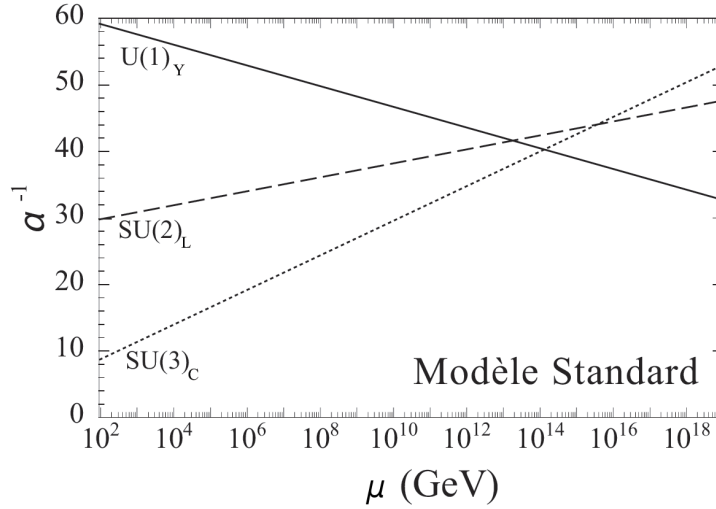


FIGURE 1.1: Evolution de l'inverse des constantes de couplage du modèle standard en fonction de l'échelle d'énergie μ . [15]

La différence majeure avec l'électrodynamique quantique dans la construction d'une théorie de l'interaction forte provient de la structure de $SU(3)_C$ à laquelle sont associés huit générateurs faisant apparaître huit champs de jauge correspondant aux gluons. L'algèbre de ce groupe est tel que les générateurs ne commutent pas. On parle de groupe non-abélien. Ceci fait apparaître dans le lagrangien de Maxwell des termes de couplage à trois ou quatre gluons en plus d'un terme lié à la propagation libre du champ.

Renormalisation et évolution de la constante de couplage

L'écriture du lagrangien n'est pas le fin mot de l'histoire. L'obtention de l'équation qui caractérise le comportement du champ sous une interaction est obtenue par minimisation de l'action associée au lagrangien (équation d'Euler-Lagrange). En théorie des champs, ceci est effectué par développement perturbatif en puissances de la constante de couplage. Ceci est rendu possible par la faible valeur des constantes de couplage. Dans le cas de la QCD, cet argument est sujet à caution. Afin que la théorie reste prédictive, il est nécessaire de pouvoir effectuer le calcul perturbatif jusqu'à un ordre arbitraire. La prise en compte des ordres successifs fait apparaître lors de l'intégration sur tout l'espace des phases des divergences nécessitant de faire appel à des techniques dites de régularisation.

Le traitement des contributions divergentes des boucles de particules virtuelles à haute énergie est un exemple intéressant. La contribution divergente est scindée par l'introduction d'une échelle de renormalisation μ_R en une partie finie (en deçà de μ_R) et une partie résiduelle divergente (au delà de μ_R) absorbée par une redéfinition de la constante de couplage. Cette échelle de renormalisation est en général fixée telle que $\mu_R = Q$, où Q représente le moment transféré. La

constante de couplage adopte alors une dépendance avec l'énergie définie par les équations du groupe de renormalisation. Physiquement, ceci peut s'apparenter à un phénomène d'écrantage de l'interaction ressentie par la particule du fait de la présence de particules virtuelles.

Dans le cas de la QCD, ceci fait apparaître la propriété de liberté asymptotique des quarks et rend possible le développement perturbatif au delà d'une certaine énergie. L'évolution des constantes de couplage du modèle standard est illustrée figure 1.1.

1.1.3 Théorie électrofaible et mécanisme de Higgs

Il est possible de construire une théorie faible comme nous l'avons fait pour l'électrodynamique et la chromodynamique quantique. Cependant Glashow, Weinberg et Salam ont proposé une description plus satisfaisante basée sur la description commune de l'interaction faible et électromagnétique [16–18]. La théorie électrofaible s'appuie ainsi sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce groupe comporte quatre générateurs. Trois d'entre eux, notés I_a , sont associés au groupe $SU(2)_L$ et reliés aux matrices de Pauli τ_a par la relation $I_a = \tau_a/2$. Afin de conserver l'invariance de jauge, trois champs W_μ^a leur sont associés. Enfin, le générateur Y de $U(1)$ est associé au champ B_μ . Le lagrangien électrofaible s'écrit :

$$\mathcal{L} = i\bar{f}\gamma^\mu\partial_\mu f - g\bar{f}_L\gamma^\mu I_a W_\mu^a f_L - \frac{g'}{2}Y\bar{f}\gamma^\mu B_\mu f - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.6)$$

où $f = f_R + f_L$ représente une famille de fermions et où les chiralités gauche et droite sont telles que $f_L = \frac{1-\gamma^5}{2}f$ et $f_R = \frac{1+\gamma^5}{2}f$. Les constantes g et g' sont les couplages de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ associées à l'isospin I et à l'hypercharge Y .

En considérant les termes successifs, on retrouve l'évolution libre des fermions pour laquelle le terme de masse qui viole l'invariance de jauge a été supprimé. Ensuite vient l'interaction faible n'agissant que sur la composante gauche des fermions, puis l'interaction électromagnétique. Enfin, les deux derniers termes représentent l'évolution libre des champs.

Les trois champs associés à l'interaction faible ne sont pas encore assimilables aux bosons W^\pm et Z . Ceux-ci sont observés comme massifs ce qui n'est pas le cas des champs du lagrangien où un terme de masse supprimerait l'invariance de jauge.

A ce stade de la discussion, on pourrait arguer du fait que l'invariance de jauge n'est qu'un prétexte esthétique. Cependant l'introduction d'un terme de masse à la main dans le lagrangien rend la théorie non renormalisable et aucune prédiction ne peut en être déduite. Une solution élégante vient de l'introduction d'un mécanisme de brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Celle-ci est rendue possible en postulant l'existence d'un nouveau champ : le champ de Higgs [19, 20]. Par ce mécanisme, on détermine que les champs physiques A_μ , Z_μ

Leptons						
Particule	e	ν_e	μ	ν_μ	τ	ν_τ
Masse [MeV]	0.511	$< 2 \cdot 10^{-6}$	106	< 0.19	1777	< 18.2

Quarks						
Particule	u	d	s	c	b	t
Masse [MeV]	1.7-3.3	4.1-5.8	80-130	1270	4190	172×10^3

Bosons				
Particule	γ	W	Z	g
Masse [GeV]	$< 10^{-27}$	80.4	91.2	0

TABLE 1.2: Masses des constituants du modèle standard [21]. Les fermions (leptons et quarks) acquièrent une masse grâce aux couplages de Yukawa. Les bosons de jauge massifs sont le fait de la brisure de symétrie électrofaible par le mécanisme de Higgs.

et W_μ^\pm sont en fait des combinaison linéaires des champs W_μ^a et B_μ telles que :

$$\begin{aligned}
 W_\mu^\pm &= (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)\sqrt{2} \ ; \\
 A_\mu &= \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^3 \ ; \\
 Z_\mu &= -\sin \theta_w B_\mu + \cos \theta_w W_\mu^3 \ ,
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

où θ_w est l'angle de mélange de Weinberg et est tel que les constantes de couplage de la force faible (g') et électromagnétique (g) sont liées par les relations :

$$\tan \theta_w = \frac{g}{g'} \ ; \ g = \frac{e}{\sin \theta_w} \ ; \ g' = \frac{e}{\cos \theta_w} \ . \tag{1.8}$$

Ce mécanisme permet alors de retrouver les masses des bosons W^\pm et Z tout en conservant le photon sans masse.

Un développement de ce mécanisme donne une masse aux fermions du modèle standard par leur couplage au champ de Higgs (couplage de Yukawa). Les masses des constituants du modèle standard peuvent être retrouvées dans le tableau 1.2.

1.2 Au delà du modèle standard

1.2.1 Dépasser le modèle standard

Le modèle standard a été abondamment testé auprès des collisionneurs LEP et Tevatron. Les mesures effectuées se sont avérées en remarquable accord avec les ajustements théoriques comme l'illustre la figure 1.2. Cette figure montre des déviations systématiquement inférieures à 3σ entre les valeurs ajustées et les valeurs mesurées. Plus récemment encore, les mesures effectuées au LHC ont permis

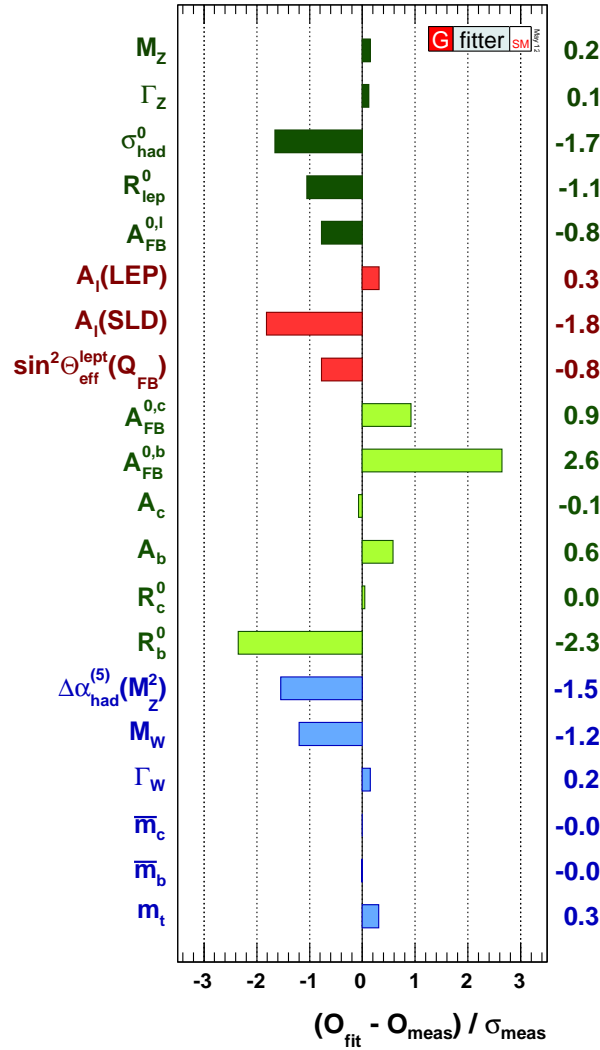


FIGURE 1.2: Déviations relatives obtenues entre l'ajustement des observables du modèle standard et les mesures expérimentales obtenues auprès des expériences du LEP, du SLD et du Tevatron. [22]

d'observer l'accord entre les sections efficaces prédites par le modèle standard et celles mesurées pour divers processus. Ceci est illustré figure 1.3.

Malgré ce succès, le modèle standard peine à rendre compte de certaines des observations expérimentales. Citons parmi celles-ci :

- les observations cosmologiques [24]. Elles ont permis de mettre en évidence la présence dans notre univers de matière noire que la matière baryonique usuelle du modèle standard ne peut décrire.
- la découverte de l'oscillation des neutrinos [25]. Dans le modèle standard, les neutrinos sont considérés sans masse. La découverte de l'oscillation des neutrinos indique que, comme pour les changements de saveur de quark par

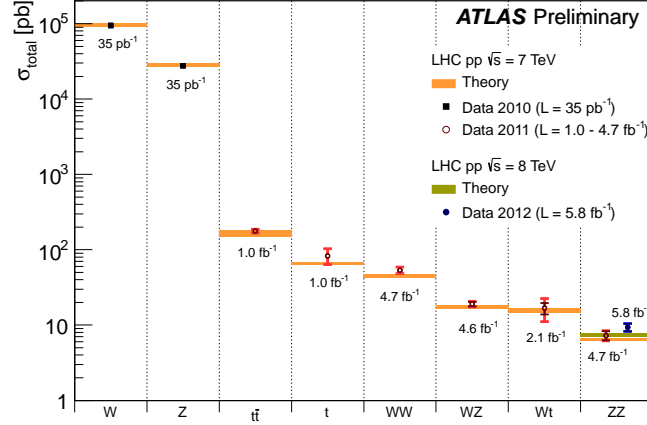


FIGURE 1.3: Comparaison des sections efficaces mesurées au LHC (ATLAS) aux prédictions théoriques pour différents processus du modèle standard. [23]

courant chargé, les neutrinos possèdent un état propre de masse différent de celui de l'interaction faible. Le lien entre état propre de masse et de l'interaction est paramétré par la matrice dite PMNS (Pontecorvo, Maki, Nakagawa, Sakata).

- l'observation de l'asymétrie matière-antimatière. Actuellement, le monde qui nous entoure est constitué essentiellement de matière. Le modèle standard n'y apporte aucune explication.
- la gravitation. Celle-ci n'est pas décrite par le contexte théorique du modèle standard.

Enfin, un bon nombre des paramètres du modèle standard sont introduits à la main. Aucune justification découlant du formalisme ne permet ainsi de prédire la forme du potentiel de Higgs, la quantification de la charge électrique ou bien l'existence de trois familles de fermions. Au sein de ces trois familles, les masses mesurées sont dispersées sur plusieurs ordres de grandeur et les couplages de Yukawa sont des paramètres libres de la théorie. Les solutions ad hoc apportées à ces problèmes conduisent au total à 19 paramètres libres au sein du modèle standard. De plus, la prise en compte des corrections radiatives dans la détermination de la masse du Higgs est à l'origine de divergences qui ne sont annulées qu'au prix d'un ajustement fin des paramètres du modèle standard. Ce problème est connu sous le nom de problème de hiérarchie.

L'ensemble des points qui précèdent implique la nécessité de dépasser le cadre théorique offert par le modèle standard. Ceci a motivé la construction d'un bon nombre d'extensions dont certaines impliquent l'apparition de nouvelles résonances massives pouvant se désintégrer dans un canal dileptonique.

Une des extensions les plus populaires du modèle standard est la supersymétrie. Celle-ci permet d'apporter une solution au problème de hiérarchie. Elle postule

l'existence d'une nouvelle symétrie entre fermions et bosons impliquant l'apparition de superpartenaires pour chacun des constituants élémentaires du modèle standard. Les corrections radiatives associées aux boucles de superpartenaires annulent alors les divergences introduites par la prise en compte des boucles de particules du modèle standard lors du calcul de la masse du Higgs. Dans ces théories apparaissent de nouveaux bosons neutres, mais ceux-ci ne décroissent pas en particules du modèle standard dans le cadre des théories avec R-parité conservée. Dans le cas où cette parité est violée, le processus de production d'un nouveau boson et sa désintégration en deux leptons du modèle standard est fortement supprimé.

D'autres extensions du modèle standard postulent l'existence de dimensions spatiales supplémentaires. Initialement formulée pour tenter d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme, ces dimensions supplémentaires sont, selon les modèles, accessibles ou non aux fermions et/ou aux bosons du modèle standard. En supposant les dimensions supplémentaires accessibles aux fermions, certains modèles permettent de rendre compte de la hiérarchie de masse des fermions en considérant les champs plus ou moins localisés dans l'espace usuel à quatre dimensions. La quantification de l'impulsion lors de la propagation des particules dans les dimensions supplémentaires fait alors apparaître une série d'excitations dites de Kaluza-Klein. Dans les cas où les bosons se propagent aussi dans ces dimensions, on observerait par exemple une série de résonances correspondant aux modes successifs du boson Z standard.

Enfin, certaines théories proposent des mécanismes alternatifs au mécanisme de Higgs afin d'assurer la brisure de la symétrie électrofaible. C'est notamment le cas de la technicouleur qui propose un mécanisme de brisure dynamique de la symétrie électrofaible. Cette théorie postule l'existence d'une nouvelle interaction inspirée de la QCD. Des états liés de fermions du modèle standard sous cette nouvelle interaction tels que des techni-mésons pourraient alors décroître en deux leptons.

Dans ce qui suit nous nous concentrerons sur des extensions faisant état d'un nouveau boson de jauge massif, neutre et de spin 1 issu d'une symétrie $U(1)$ additionnelle.

1.2.2 Nouveaux bosons de jauge

1.2.2.1 Théories de grande unification (GUT)

S'il a été jusqu'à présent possible d'associer les forces électromagnétique et faible au sein d'une même théorie, celle-ci reste le fait de deux sous groupes disjoints $SU(2)$ et $U(1)$. Une description plus globale consisterait en la construction d'un groupe plus grand G englobant les trois interactions du modèle standard. Cette idée est motivée par la proximité des constantes de couplage électromagnétique, faible et forte à haute énergie. Dans cette approche, les constantes de

couplage seraient identiques et unique à une échelle dite de grande unification. Le groupe G permettrait alors de rendre compte de la physique au delà de l'échelle d'unification ($\sim 10^{14}$ GeV) et serait brisé en deçà afin de retrouver le groupe du modèle standard. Cette unification, au delà d'un argument purement esthétique, fait apparaître la quantification de la charge électromagnétique [26].

Selon le groupe G considéré, le schéma de brisure qu'il suit fait dans la plupart des cas apparaître des groupes $U(1)$ et $SU(2)$ supplémentaires auxquels sont associés de nouvelles interactions de jauge véhiculées par de nouveaux bosons de jauge. Ces bosons acquièrent une masse par un mécanisme similaire au mécanisme de Higgs lors de la brisure du groupe supplémentaire. Cette brisure est communément considérée comme se produisant à l'échelle du TeV bien que ceci n'ait aucune motivation, sauf dans les modèles incluant la supersymétrie ou bien des mécanismes alternatifs de brisure de la symétrie électrofaible. La constante de couplage de l'interaction véhiculée par les nouveaux bosons est souvent considérée comme étant de l'ordre de celle de $SU(2)_L$ mais peut prendre des valeurs inférieures et supérieures.

Le groupe le plus simple pouvant se briser en redonnant les groupes du modèle standard est $SU(5)$. Proposée en 1974 [26], cette unification a été depuis exclue par la mesure du temps de vie du proton par l'expérience SuperKamiokande [27].

Modèles de type E_6

Un contexte plus général et non exclu est basé sur des modèles de grande unification construits à partir du groupe E_6 [28]. L'intérêt pour ce groupe de symétrie a été relancé par son apparition dans des théories dites de supercordes. Ce groupe peut suivre différents schémas de brisure. Dans l'exemple suivant :

$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi , \quad (1.9)$$

on retrouve le groupe $SU(5)$ qui se brise pour redonner les groupes du modèle standard et deux groupes $U(1)$ supplémentaires auxquels sont associés deux bosons de jauge massifs dont on postule habituellement que le plus léger est une combinaison linéaire des deux champs associés aux groupes $U(1)$:

$$Z'(\theta_{E_6}) = Z'_\psi \cos \theta_{E_6} + Z'_\chi \sin \theta_{E_6} , \quad (1.10)$$

où θ_{E_6} est l'angle de mélange entre les deux champs tel que $0 \leq \theta_{E_6} \leq \pi$ suivant la convention définie dans la référence [29].

On trouve dans la littérature différents modèles correspondant à des valeurs particulières de θ_{E_6} . Nous nous sommes intéressés par la suite à différents nouveaux bosons issus de ces modèles : Z'_χ , Z'_ψ , Z'_η , Z'_I , Z'_N , Z'_S , tous résumés dans le tableau 1.3 avec la valeur des cosinus et sinus de l'angle θ_{E_6} correspondant.

D'autres conventions quant à la définition de l'angle θ_{E_6} pourront être trouvées dans la littérature [30,31]. Une brève discussion sur les différences entre ces conventions pourra être trouvée dans la référence [32].

Modèles	$\cos \theta_{E_6}$	$\sin \theta_{E_6}$
Z'_χ	0	1
Z'_ψ	1	0
Z'_η	$\sqrt{5/8}$	$\sqrt{3/8}$
Z'_I	$-\sqrt{3/8}$	$\sqrt{5/8}$
Z'_N	$-\sqrt{15}/4$	$1/4$
Z'_S	$-\sqrt{10}/8$	$3\sqrt{6}/8$

TABLE 1.3: Valeurs du cosinus et du sinus de l'angle de mélange θ_{E_6} entre les deux champs associés aux deux groupes $U(1)$ pour quelques modèles usuels de brisure du groupe E_6 selon la convention de la référence [29].

En plus des nouveaux bosons de jauge définis précédemment, la représentation fondamentale du groupe E_6 implique l'apparition de nouveaux fermions.

Modèles symétriques LR et $B - L$

La brisure du groupe $SO(10)$ peut suivre un schéma différent de celui présenté précédemment. Ainsi un cas intéressant fait intervenir la brisure [30] :

$$SO(10) \rightarrow SU(3)_C \otimes G_{LR}, \quad \text{où } G_{LR} = SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}. \quad (1.11)$$

La brisure de G_{LR} fait alors apparaître deux groupes $U(1)$ supplémentaires : $U(1)_{3R}$ et $U(1)_{B-L}$ auxquels sont associées une symétrie de type isospin faible pour les fermions droits et une symétrie entre les leptons et les baryons caractérisée par le nombre quantique, $B - L$ où B et L sont les nombres baryonique et leptonique.

Lors de la brisure permettant de retrouver le groupe du modèle standard, les deux champs Z_{3R}^μ et Z_{B-L}^μ se mélangent et permettent de retrouver un boson sans masse assimilé au champ B du modèle standard ainsi qu'un nouveau boson massif. Une combinaison particulière permet de faire apparaître un nouveau boson Z'_{LR} se couplant à la fois aux parties droites et gauches des fermions du modèle standard.

Les limites sur l'existence d'un nouveau boson issu de théories de grande unification avant le démarrage du LHC ont été obtenues soit via les observables électrofaibles dont une grande partie est issue des collisions électron-positron réalisées à la masse du boson Z auprès du collisionneur LEP [33], soit via la mesure des distributions angulaires des fermions dans l'état final et des section efficaces pour les processus $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow f\bar{f}$ à des énergies dans le centre de masse allant de 130 à 209 GeV lors de la deuxième phase de fonctionnement du LEP (LEP2) [34], soit par des recherches directes menées au Tevatron. Les limites obtenues au Tevatron proviennent des recherches menées par les expériences CDF et DØ. Les résultats de l'expérience CDF s'appuient sur l'analyse de

2.5 fb^{-1} de données collectées dans le canal électron-positron [35] ainsi que sur l'analyse de 4.6 fb^{-1} de données collectées dans le canal dimuon [36]. Les résultats de l'expérience DØ sont basés sur l'analyse de 5.4 fb^{-1} de données collectées dans le canal électron-positron [37]. De ces recherches directes, les limites les plus contraignantes sur l'existence d'un nouveau boson Z' sont celles obtenues par l'expérience CDF dans le canal dimuon [36].

Les limites pour quelques uns des modèles présentés sont résumés dans le tableau 1.4.

Modèle	Z'_X	Z'_ψ	Z'_η	Z'_{LR}
Obseables électrofaible	1141	147	427	998
LEP2	673	481	434	804
Tevatron (CDF $\mu^+\mu^-$)	930	917	938	

TABLE 1.4: Limites sur la masse M'_Z (GeV) d'un boson Z' pour quelques modèles usuels issues des références [33, 34, 36].

1.2.2.2 Mécanisme de Stueckelberg

Dès 1938, Stueckelberg a proposé un mécanisme permettant de donner une masse à un boson de jauge associé à un groupe abélien. En considérant un groupe électrofaible étendu via un groupe $U(1)$ supplémentaire, il est alors possible de le briser à la fois par le mécanisme de Higgs et le mécanisme de Stueckelberg.

Une extension minimale du modèle standard associée à ce mécanisme dite StSM [38, 39] fait ainsi appel à un unique nouveau groupe $U(1)_{St}$ dont le champ C_μ n'est pas couplé aux constituants du modèle standard mais peut être couplé à un secteur caché. Ce secteur caché peut fournir des candidats à la matière noire. La brisure de symétrie fait apparaître un nouveau boson de jauge Z' issu de la combinaison linéaire du champ supplémentaire C_μ et du champ B_μ associé à l'hypercharge.

Ce nouveau boson est très faiblement couplé aux fermions du modèle standard et possède une largeur de désintégration très petite caractéristique du modèle.

Il n'est pas impératif de se limiter à un groupe $U(1)$ additionnel, ainsi un modèle symétrique LR associé au mécanisme de Stueckelberg pourra être trouvé dans la littérature [40].

1.2.2.3 Modèles effectifs

Modèles minimaux

Face à la diversité des schémas de brisure et à l'apparition des nouveaux fermions découlant des modèles de grande unification, une approche plus minimale consiste à postuler l'existence d'un unique groupe supplémentaire $U(1)$ et d'un

nombre de constituants supplémentaires limité [41]. Dans cette approche effective, seuls un nouveau boson Z' , trois neutrinos droits associés à chacune des familles du MS apparaissent. Le nouveau boson fait alors partie d'un secteur électrofaible étendu. Le mécanisme de brisure du groupe $U(1)$ supplémentaire est supposé découler du secteur de Higgs standard ou bien d'un secteur étendu où les champs supplémentaires sont suffisamment lourds pour ne pas influencer la phénoménologie du nouveau boson. Cette dernière hypothèse est en général aussi utilisée pour les modèles précédents en considérant de plus que les fermions additionnels possèdent une masse nettement supérieure à celle du boson supplémentaire observable à l'échelle du TeV. Enfin, l'annulation des anomalies (gravitationnelles, boucles à trois fermions) implique que la charge associée au groupe $U(1)$ supplémentaire est une combinaison linéaire de l'hypercharge Y et de $B - L$. Dans ce contexte, le courant décrivant l'interaction d'un nouveau boson Z' avec les fermions du modèle standard peut s'écrire :

$$J_{Z'}^\mu = \sum_f [g_Y Y(f) + g_{BL}(B - L)(f)] \bar{f} \gamma^\mu f, \quad (1.12)$$

où les constantes de couplage effectives g_Y et g_{BL} permettent, avec la masse du nouveau boson, de décrire entièrement cette classe de modèles. Certaines valeurs particulières de ces constantes couvrent les modèles Z'_χ , Z'_{3R} et Z'_{B-L} cités précédemment.

Paramétrisation CDDT

En considérant une nouvelle fois l'existence d'un unique groupe supplémentaire $U(1)_z$, Carena, Daleo, Dobrescu et Tait ont montré qu'à partir des contraintes expérimentales il était possible de construire une paramétrisation générale des charges des fermions sous ce nouveau groupe [42]. Les mesures de précision électrofaibles imposant un mélange faible entre le Z' et le Z , et la non observation de changements de saveur par courants neutres conduisent ici à considérer un Z' entièrement défini par onze paramètres : sa masse $M_{Z'}$, sa largeur de désintégration $\Gamma_{Z'}$ et neuf couplages $(z_{e_j}, z_{l_j}, z_q, z_u, z_d) \times g_{Z'}$ associés à la nouvelle interaction, où z_{e_j} représente les charges de chacun des singulets de leptons de $SU(2)$ au sein des $j = 1, 2, 3$ générations, z_{l_j} sont les charges des j doublets de leptons de $SU(2)$, z_q est la charge des doublets de quarks de $SU(2)$, et z_u et z_d sont les charges des quarks droits *up* et *down*. On suppose que le nouveau boson ne se désintègre en aucun nouveau fermion.

L'annulation des anomalies liées aux boucles triangulaires à trois fermions impose un ensemble de relations entre les charges précédentes. Les auteurs ont montré que les neuf couplages pouvaient alors être réduit à un unique paramètre x (valeur arbitraire) en considérant quatre classes de solutions.

On distingue ainsi les modèles dits $U(1)_{B-xL}$, $U(1)_{q+xu}$, $U(1)_{d-xu}$ et $U(1)_{10+x5}$. Chacune de ces classes de modèles introduit l'existence de neutrinos droits. Les

modèles de type $U(1)_{B-xL}$ sont les seuls compatibles avec l'hypothèse de génération des masses des fermions via des couplages de Yukawa. A l'exception des modèles $U(1)_{q+xu}$, chacune des solutions nécessite l'introduction de nouveaux fermions.

Cette paramétrisation permet de couvrir une grande partie des modèles cités précédemment. On retrouve ainsi le modèle $B-L$ qui est un cas particulier des classes $U(1)_{B-xL}$ et $U(1)_{q+xu}$, le modèle symétrique LR qui est un cas particulier de la classe $U(1)_{q+xu}$. Le groupe $U(1)_{d-xu}$ contient le cas Z'_{3R} et les modèles de type $U(1)_{10+x5}$ couvrent les modèles Z'_χ , Z'_ψ et Z'_η présents dans les modèles de grande unification basés sur le groupe E_6 .

Modèle SSM

Un modèle effectif de référence dans la recherche d'un nouveau boson de jauge est dit Z'_{SSM} (*Sequential Standard Model*). Il consiste en l'introduction d'un nouveau boson de jauge aux caractéristiques identiques au Z du modèle standard à l'exception d'une masse plus élevée. Ceci n'est pas en lien direct avec les lacunes du modèle standard citées plus tôt mais permet de définir les couplages sans ambiguïté.

Les limites sur la masse d'un boson issu de ce modèle de référence étaient, avant le démarrage du LHC, de $M_{Z'} > 1403$ GeV pour la limite déduite des observables électrofaibles [33], de $M_{Z'} > 1787$ GeV pour la limite basée sur l'étude du processus $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow f\bar{f}$ entre 130 et 209 GeV auprès du LEP (LEP2) [34] et $M_{Z'} > 1071$ GeV pour les recherches directes menées au Tevatron (CDF $\mu^+\mu^-$ [36]).

1.2.3 Processus $pp \rightarrow l\bar{l} + X$

La recherche d'un nouveau boson Z' s'effectue par l'étude du processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z'$ dans la voie s. Ce processus est analogue au processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z$. La production d'un nouveau boson par l'annihilation d'une paire quark-antiquark apporte donc une contribution supplémentaire au processus Drell-Yan du modèle standard. Nous avons étudié ce processus dans le cadre des collisions proton-proton réalisées au LHC et où la production d'un boson Z' est observable par sa désintégration en leptons. Le processus d'intérêt illustré figure 1.4 est donc $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow l\bar{l} + X$.

Comme nous avons pu le voir auparavant, la masse d'un nouveau boson n'est pas nécessairement de l'ordre du TeV. Dans le contexte de notre recherche, nous avons néanmoins fait l'hypothèse qu'un tel boson présentait une masse de l'ordre du TeV et des couplages de l'ordre de ceux du boson Z aux fermions du modèle standard afin qu'il soit observable au LHC. Nous avons de même fait l'hypothèse que tout nouveau fermion du modèle sous-jacent possédait une masse supérieure à la moitié de celle du Z' et n'influait donc pas la phénoménologie.

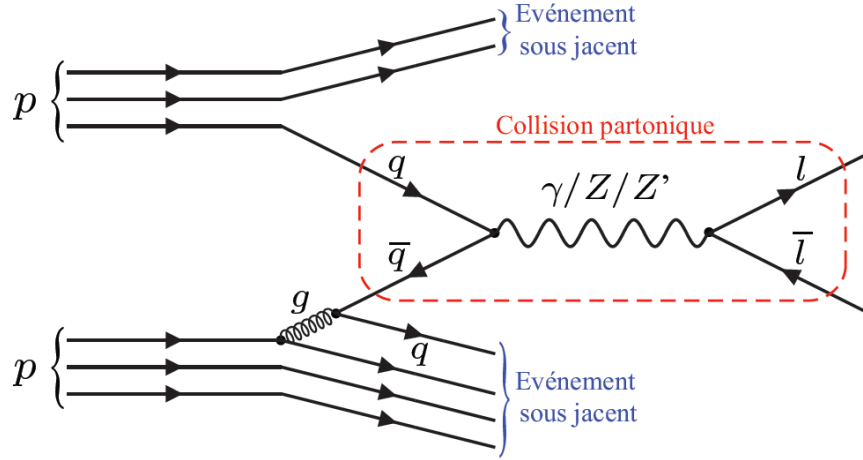


FIGURE 1.4: Diagramme de Feynman du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow \bar{l}l + X$.

Comme nous le verrons au chapitre 5, nous nous sommes tout particulièrement intéressés au spectre en masse invariante produit par la désintégration de ce nouveau boson en deux électrons.

1.2.3.1 Processus partonique

Le lagrangien de l'interaction entre un Z' et un fermion f du modèle standard est écrit de manière conventionnelle :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g}{4 \cos \theta_w} \bar{f} \gamma^\mu (V_{Z'}^f - A_{Z'}^f \gamma^5) f Z'_\mu, \quad (1.13)$$

avec

$$\begin{aligned} V_{Z'}^f &= 2 \cos \theta_w \frac{g_{Z'}}{g} (x_{f_L} + x_{f_R}) ; \\ A_{Z'}^f &= 2 \cos \theta_w \frac{g_{Z'}}{g} (x_{f_L} - x_{f_R}) , \end{aligned} \quad (1.14)$$

où $g_{Z'}$ est le couplage du nouveau boson Z' et g le couplage du Z , x_{f_R} et x_{f_L} sont les charges associées aux composantes gauche et droite du fermion f . $A_{Z'}^f$ et $V_{Z'}^f$ sont les charges axiales et vectorielles attribuées aux différents fermions.

Cette écriture reste générale et peut être utilisée pour définir le lagrangien correspondant à l'interaction entre un fermion et les bosons Z et γ . Les charges axiales et vectorielles sont alors redéfinies telles que présentées dans le tableau 1.5. On retrouve ici que la charge axiale du photon est nulle dans la mesure où celui-ci se couple de manière indifférenciée aux fermions droits et gauches. Avec les conventions précédentes, les couplages g_Z et g_γ associés au photon et au Z sont

	u, c, t	d, s, b	ν_e, ν_μ, ν_τ	e^-, μ^-, τ^-
A_γ^f	0	0	0	0
V_γ^f	2/3	-1/3	0	-1
A_Z^f	1	-1	1	-1
V_Z^f	$1 - 8 \sin^2 \theta_w / 3$	$4 \sin^2 \theta_w / 3 - 1$	1	$4 \sin^2 \theta_w - 1$

TABLE 1.5: Charges axiales (A_B^f) et vectorielles (V_B^f) des différents bosons $B = \gamma, Z$ aux fermions.

redéfinis en fonction de la charge élémentaire e et de l'angle de Weinberg :

$$\begin{aligned} g_\gamma &= e = 2\sqrt{\pi\alpha_{em}} \ ; \\ g_Z &= \frac{e}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w} \ . \end{aligned} \quad (1.15)$$

L'écriture des règles de Feynman à l'ordre de Born correspondant à ce lagrangien pour un processus $q\bar{q} \rightarrow B \rightarrow l\bar{l}$, où B est un boson Z, γ ou Z' , permet alors de retrouver au niveau partonique, la section efficace de production $\hat{\sigma}^{ql}$ en fonction de la masse invariante du système dilepton m_{ll} :

$$\hat{\sigma}^{ql}(m_{ll}) = \sum_{B, B'=\gamma, Z, Z'} \hat{\sigma}_{BB'}^{ql}(m_{ll}) \ , \quad (1.16)$$

avec

$$\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}(m_{ll}) = \frac{m_{ll}^2 N_c^q}{12\pi} g_B^2 g_{B'}^2 D_{BB'}^{ql} \frac{(m_{ll}^2 - M_B^2)(m_{ll}^2 - M_{B'}^2) + M_B \Gamma_B M_{B'} \Gamma_{B'}}{[(m_{ll}^2 - M_B^2)^2 + M_B^2 \Gamma_B^2][(m_{ll}^2 - M_{B'}^2)^2 + M_{B'}^2 \Gamma_{B'}^2]} \ , \quad (1.17)$$

où N_c^q représente le nombre de couleurs de quarks et où $D_{BB'}^{ql}$ est défini à partir des charges axiales et vectorielles définies dans le tableau 1.5. Ainsi pour les quarks initiaux q et les leptons finaux l :

$$D_{BB'}^{ql} = V_B^q V_B^l V_{B'}^q V_{B'}^l + V_B^q A_B^l V_{B'}^q A_{B'}^l + A_B^q V_B^l A_{B'}^q V_{B'}^l + A_B^q A_B^l A_{B'}^q A_{B'}^l \ . \quad (1.18)$$

Dans le cas où $m_{ll} > 200$ GeV, on peut négliger la résonance associée au boson Z et la section efficace de production est constituée de trois termes :

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}^{ql}(m_{ll}) &= \frac{N_c^q}{12\pi} \left(g_\gamma^4 D_{\gamma\gamma}^{ql} + g_Z^4 D_{ZZ}^{ql} + 2g_\gamma^2 g_Z^2 D_{\gamma Z}^{ql} \right) \frac{1}{m_{ll}^2} \\ &\quad + \frac{N_c^q}{12\pi} g_{Z'}^4 D_{Z'Z'}^{ql} \frac{m_{ll}^2}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \\ &\quad + \frac{N_c^q}{12\pi} \left(g_\gamma^2 g_{Z'}^2 D_{\gamma Z'}^{ql} + g_Z^2 g_{Z'}^2 D_{ZZ'}^{ql} \right) \frac{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \ . \end{aligned} \quad (1.19)$$

Le premier terme correspond au processus Drell-Yan du modèle standard dans lequel nous avons négligé la résonance du Z . Ce continuum est donc partie intégrante de notre signal. Le second terme correspond à la résonance de type Breit-Wigner du Z' de masse $M_{Z'}$ et de largeur $\Gamma_{Z'}$. Enfin le troisième terme correspond à l'interférence entre le Z' et le Z ou le photon. Nous voyons ici que l'interférence apparaît plus prononcée pour des Z' dont la largeur de désintégration est petite.

La largeur de désintégration pour chaque canal fermionique peut être déterminée et est telle que :

$$\Gamma_f = \frac{1}{12\pi} N_c^f g_{Z'}^2 M_{Z'} \sqrt{1 - 4 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2}} \left[\left(1 + 2 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \right) V_{Z'}^{f2} + \left(1 - 4 \frac{m_f^2}{M_{Z'}^2} \right) A_{Z'}^{f2} \right]. \quad (1.20)$$

En général, seule la masse du quark top n'est pas considérée comme négligeable devant la masse de la résonance lors du calcul de la largeur de désintégration totale du Z' . La présence de fermions exotiques implique une modification de la largeur de désintégration. Comme mentionné plus tôt, nous avons fait l'hypothèse que ceux-ci, s'ils existent, sont plus lourds que la moitié de la masse du Z' et par conséquent n'ouvrent pas de nouveaux canaux de désintégration. Les largeurs de désintégration totales exprimées en pourcentage de la masse de la résonance sont données dans le tableau 1.6 pour les différents modèles de type E_6 et le modèle SSM. Les rapports d'embranchement pour la désintégration en électrons sont donnés dans le tableau 1.7.

Modèle	Z'_{SSM}	Z'_χ	Z'_ψ	Z'_η	Z'_I	Z'_N	Z'_S
Largeur [%]	3.1	1.2	0.6	0.7	1.1	0.7	1.2

TABLE 1.6: Largeur de désintégration totale des boson Z' issus de modèles Z'_{SSM} et de type E_6 exprimés en pourcentage de la masse du Z' .

Modèle	Z'_{SSM}	Z'_χ	Z'_ψ	Z'_η	Z'_I	Z'_N	Z'_S
$B(Z' \rightarrow e^+e^-)$ [%]	3.1	6.0	4.5	3.7	6.6	5.5	6.5

TABLE 1.7: Rapport d'embranchement pour la désintégration en deux électrons des bosons Z' issus des modèles Z'_{SSM} et de type E_6 .

1.2.3.2 Des partons aux protons

Les collisions de protons au LHC se font avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV (cf. section 1.3). A cette énergie, la propriété de liberté asymptotique des quarks liée à la dépendance en énergie de la constante de couplage forte apparaît (cf. section 1.1.2.2). Les collisions sont donc sensibles aux

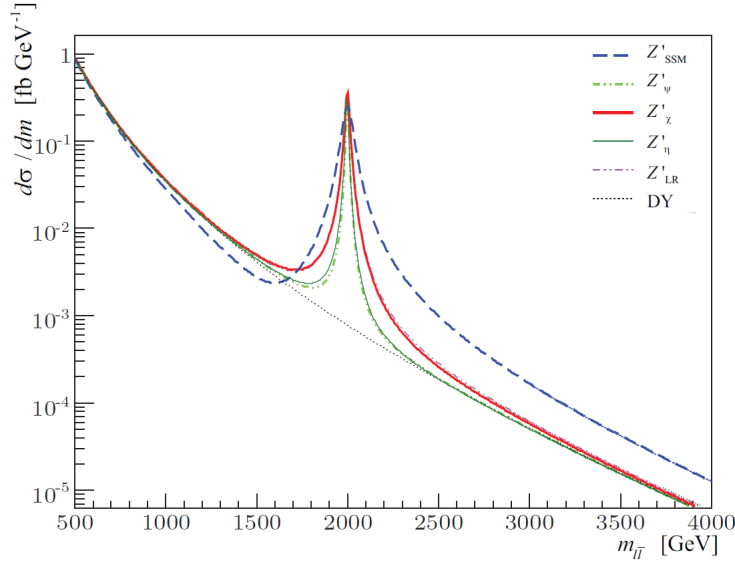


FIGURE 1.5: Spectres de masse invariante dilepton obtenus pour différents Z' provenant de modèles de grande unification. Ces spectres ont été obtenus en considérant une masse de résonance fixée à 2 TeV pour des collisions avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV en utilisant la fonction de distribution de partons CTEQ6l. [43]

constituants des protons : les quarks de valence, les gluons responsables de l'interaction entre quarks et les quarks virtuels. Il est donc possible pour le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow \ell\bar{\ell} + X$ de considérer d'une part : l'interaction $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z'$ à courte portée, convoluée d'autre part avec les effets à longue portée. Ces effets sont déterminés par les fonctions de distribution des partons (PDFs pour *Parton Density Functions*) dépendant de la variable de Björken x et de l'échelle de factorisation μ_F . La section efficace du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow \ell\bar{\ell} + X$ peut alors s'écrire comme :

$$\frac{d\sigma_{pp \rightarrow \ell\bar{\ell}}}{dm_{\ell\bar{\ell}}} = \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 \int_0^1 f_q(x_1, \mu_F^2) f_{\bar{q}}(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow \ell\bar{\ell}}^{q\ell}(m_{\ell\bar{\ell}}) \delta(m_{\ell\bar{\ell}} - \sqrt{x_1 x_2 s}) dx_1 dx_2, \quad (1.21)$$

où $f_q(x_1, \mu_F^2)$ et $f_{\bar{q}}(x_2, \mu_F^2)$ sont les fonctions de distribution de partons associées au quark q et à l'antiquark \bar{q} . Dans le référentiel de Breit, les variables de Björken x_1 et x_2 correspondent à la fraction de la quantité de mouvement de chacun des protons initiaux emportée par le quark et l'antiquark. L'échelle de factorisation μ_F détermine la séparation entre le processus partonique et l'interaction au sein du proton décrite par les PDFs. Cette échelle est généralement fixée à la valeur du moment transféré Q , soit la masse invariante dilepton dans notre cas.

L'introduction de cette échelle permet par ailleurs de resommer les divergences infrarouges aux énergies inférieures à environ 10 GeV pour laquelle l'interaction forte ne peut plus être développée de manière perturbative. Cette resommation est intégrée aux PDFs.

La détermination de ces PDFs est réalisée à partir des calculs des équations d'évolution DGLAP et des mesures effectuées principalement par les collaborations des détecteurs H1 et ZEUS auprès l'accélérateur HERA. Ils permettent d'obtenir différentes paramétrisations de ces fonctions. Ces paramétrisations constituent des jeux de PDFs.

La section efficace du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow \ell\bar{\ell} + X$ donnée par la relation 1.21 permet de déterminer le spectre en masse invariante dilepton auprès d'un collisionneur proton-proton tel que le LHC. Celui-ci est représenté à l'ordre dominant pour une masse de résonance de 2 TeV et pour différents modèles sur la figure 1.5.

1.2.3.3 Ordres supérieurs

Pour l'instant, nous avons présenté les principales caractéristiques d'un boson Z' en nous restreignant à l'ordre dominant en théorie des perturbations. Toutefois, les contributions des ordres supérieurs ne sont pas nécessairement négligeables et peuvent conduire à une modification significative de la prédiction des observables.

Dans l'analyse présentée au chapitre 5, les prédictions sur le signal et le processus Drell-Yan sont simulées à l'ordre dominant grâce au générateur Monte Carlo PYTHIA 6.4 [44] associé à la PDF MRST2007LO** [45–47]. Ces prédictions sont corrigées à partir des calculs aux ordres supérieurs de la théorie des perturbations. Ces calculs ont été effectués sur le processus Drell-Yan et ont permis de déterminer des corrections dépendant de la masse invariante dilepton.

Ces corrections sont usuellement scindées en une partie électrofaible et une partie QCD sous l'hypothèse que celles-ci se factorisent.

Corrections électrofaibles Les corrections électrofaibles sur le processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow e^+e^-$ sont connues à l'ordre NLO de la théorie des perturbations.

Les contributions des ordres supérieurs font intervenir des boucles de fermions au vertex. Comme mentionné plus tôt, celles-ci sont absorbées dans la détermination de l'évolution de la constante de couplage.

Une autre contribution provient de la radiation de photons dans l'état initial et final. La simulation Monte Carlo (PYTHIA) utilisée dans le chapitre 5 permet de prendre en compte les radiations dans l'état final via PHOTOS [49].

Enfin une dernière contribution provient de l'existence de diagrammes en boîte faisant intervenir deux bosons et de l'émission de bosons W et Z réels par les leptons de l'état final.

Les corrections liées à la radiation de photons dans l'état initial, aux diagrammes en boîte et à l'émission de bosons dans l'état final ont été calculées [48] en utilisant le générateur d'événements HORACE [50] et les fonctions de distribution de partons MRST2004QED [51]. Elles sont représentées figure 1.6. Ces

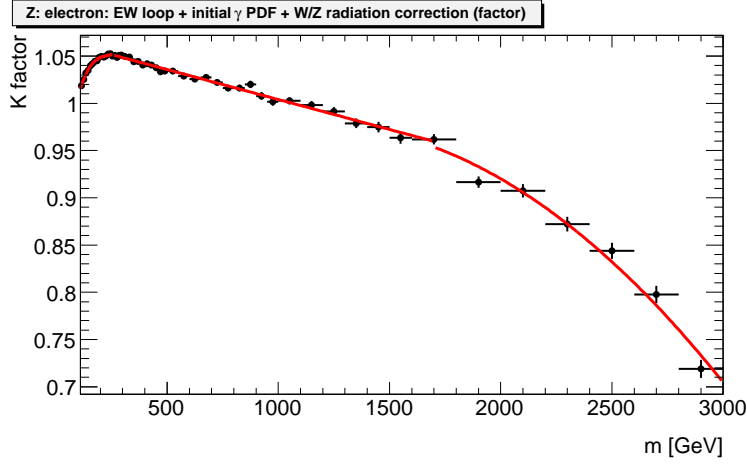


FIGURE 1.6: Corrections électrofaibles, en fonction de la masse invariante, sur la section efficace de production du processus Drell-Yan simulé avec le générateur PYTHIA. [48]

corrections électrofaibles ne sont appliquées qu'au processus Drell-Yan car elles dépendent, dans le cas du signal, des couplages du Z' .

Corrections QCD Les corrections QCD sur le processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow e^+e^-$ sont connues à l'ordre NNLO.

Outre la prise en compte d'une partie de ces contributions par l'évolution de la constante de couplage forte, celles-ci interviennent aussi dans l'évolution des fonctions de distribution de partons.

La correction complète sur le spectre en masse invariante dilepton a été obtenue [48] à partir des calculs à l'ordre NNLO réalisés avec PHOZPR [52] en utilisant la fonction de distribution de partons MSTW2008NNLO. L'amplitude de ces corrections est donnée figure 1.7. Les corrections QCD étant considérées identiques pour deux processus partageant un même état final non coloré, celles-ci sont appliquées à la fois au processus de production d'un nouveau boson Z' et au processus Drell-Yan.

A ce stade, nous avons mis en avant la signature expérimentale de l'existence d'un nouveau boson de jauge Z' tel qu'apparaissant dans certaines des extensions du modèle standard. Il appartient maintenant à l'expérience de rechercher cette signature afin de sonder l'apparition de nouvelle physique aux hautes énergies.

1.3 Le LHC

De nos jours une grande partie des recherches en physique des particules est réalisée à l'aide d'expériences auprès de collisionneurs. Il s'agit de faire se croiser

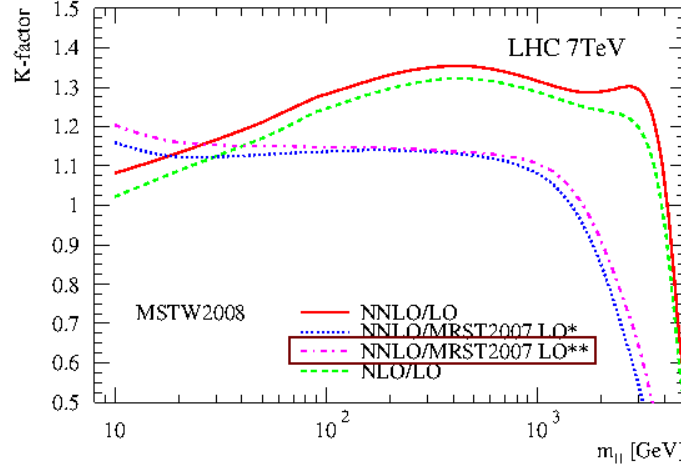


FIGURE 1.7: Corrections QCD en fonction de la masse invariante sur la section efficace de production des processus Drell-Yan et $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ simulés avec le générateur PYTHIA. [48]

des faisceaux de paquets de particules au sein de détecteurs entourant ce point d'interaction. L'augmentation de l'énergie de la collision permet alors de sonder des dimensions de plus en plus petites avec des taux d'événements importants.

Se sont succédés différents collisionneurs, permettant à la fois des mesures de précision ou l'exploration de nouvelles gammes en énergie. Le LEP, installé au CERN, a ainsi réalisé de 1989 à 1995 la collision d'un faisceau d'électrons et d'un faisceau de positrons en balayant une gamme d'énergie dans le centre de masse autour de la masse du boson Z . Par la suite, le remplacement des cavités supraconductrices a permis d'augmenter progressivement l'énergie dans le centre de masse jusqu'à atteindre 209 GeV avant son arrêt en l'an 2000. Le collisionneur Tevatron réalisait jusqu'en 2011 les collisions entre un faisceau de protons et un faisceau d'anti-protons dans un premier temps à une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV puis de 1.96 TeV par la suite.

Afin de pouvoir rechercher la dernière pièce manquante du modèle standard et sonder la physique à l'échelle du TeV, les efforts d'une partie de la communauté de la physique des particules se sont concentrés au cours des dernières décennies sur le successeur de ces collisionneurs : le projet LHC (*Large Hadron Collider*) entériné par le CERN en 1994. Ces efforts ont permis la construction et la mise en service d'un collisionneur proton-proton qui devait initialement fonctionner avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Celui-ci a pour l'instant permis de réaliser des collisions à 7 TeV dans le centre de masse jusqu'en 2011 et est passé pour l'année 2012 à une énergie de 8 TeV.

Ces collisions sont enregistrées par des détecteurs situés sur le pourtour de l'anneau. Parmi ces détecteurs, on trouve deux expériences généralistes : ATLAS et CMS (*Compact Muon Solénoïde*). L'expérience ATLAS est détaillée section 1.4. Le détecteur ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) est plus particulièrement dédié à l'étude de la production du plasma de quarks et de gluons et s'appuie conjointement aux détecteurs ATLAS et CMS sur l'enregistrement, en plus des collisions proton-proton, des collisions plomb-plomb du LHC. La dernière des quatre grandes expériences du LHC est LHCb (*LHC beauty*) et permet l'étude des hadrons beaux et de la violation de la symétrie CP .

1.3.1 Un collisionneur proton proton

Le choix de la collision de paquets de protons et l'énergie disponible dans le centre de masse font du LHC une machine de découverte. La distribution des impulsions des partons au sein du proton permet, à l'inverse d'un collisionneur e^+e^- , de sonder différentes échelles d'énergie de manière simultanée alors même que l'énergie des faisceaux est fixée.

La luminosité instantanée accessible au LHC n'est pas limitée comme au Tevatron par la nécessité de produire des anti-protons. En considérant deux faisceaux de protons identiques, celle-ci s'exprime comme :

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 \cdot n_p \cdot f_{rev} \cdot \gamma_r}{4\pi \cdot \varepsilon_n \cdot \beta^*} F, \quad (1.22)$$

où N_p représente le nombre de protons par paquets, n_p le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution des faisceaux, γ_r est le facteur de Lorentz, ε_n est l'émittance transverse du faisceau et β^* est la fonction beta au point de collision. F est un facteur de réduction lié à l'angle de croisement des faisceaux au point d'interaction. Le nombre d'événements n d'un processus d'intérêt, de section efficace σ , collecté par les expériences est directement lié à la luminosité intégrée qui leur est délivrée par la relation $n = L \times \sigma$. Ainsi l'augmentation de la luminosité est un facteur d'amélioration notable au LHC par rapport à son prédécesseur le Tevatron.

Le deuxième facteur d'amélioration provient de l'énergie disponible dans le centre de masse. La perte d'énergie par effet synchrotron varie comme l'inverse de la puissance quatrième de la masse de la particule accélérée. Le LHC grâce à la collision de protons présente ainsi, à circonférence équivalente, une énergie accessible très supérieure à celle du LEP. Cette énergie est principalement limitée au LHC par la capacité des aimants à courber les faisceaux. L'énergie dans le centre de masse de 7 TeV en 2011 puis 8 TeV en 2012 implique, par rapport au Tevatron, une augmentation de la section efficace de production (σ) des processus physiques étudiés comme le montre la figure 1.8.

Après huit années de construction, les premiers faisceaux ont circulé dans l'anneau de 26.7 km de circonférence du LHC le 10 septembre 2008.

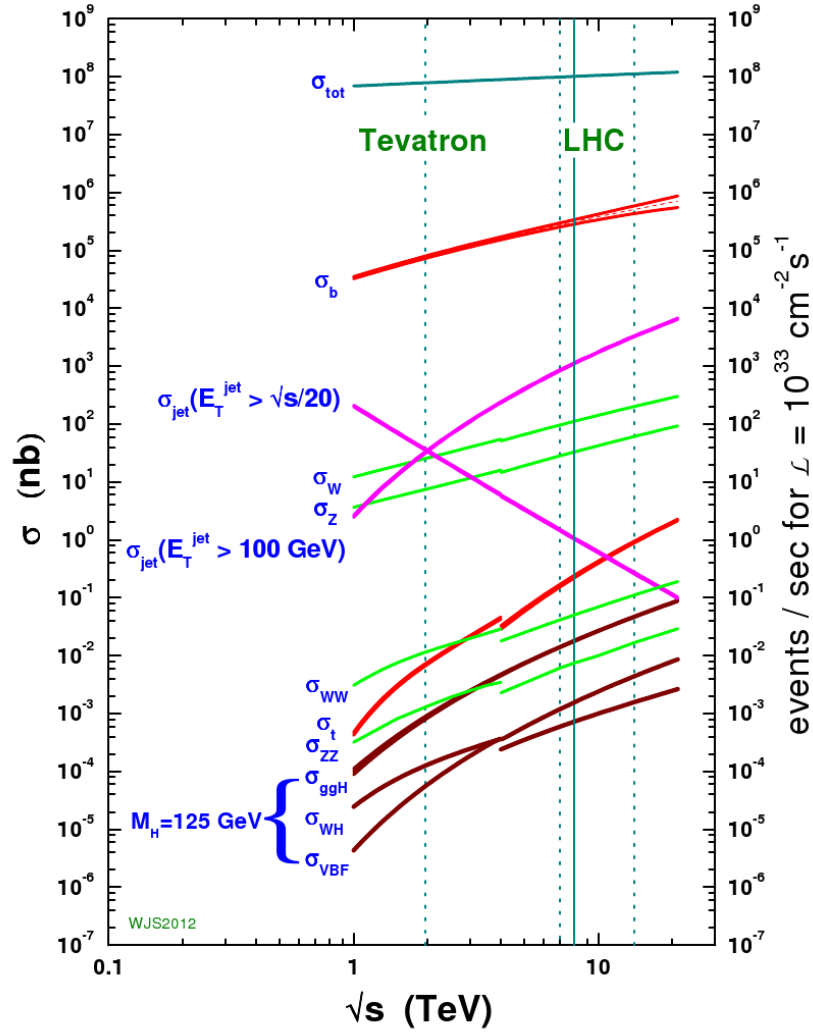


FIGURE 1.8: Section efficace et nombre d'événements par seconde pour les principaux processus auprès de collisionneurs proton-(anti)proton en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. [53]

1.3.2 Machine et mise en service

Pour l'accélération des paquets de protons, le LHC bénéficie de la chaîne d'accélération illustrée figure 1.9 constituée des installations antérieures du CERN. Le parcours des protons dans cette chaîne débute par leur production au sein d'un duoplasmatron par bombardement d'un gaz d'hydrogène par des électrons. Les protons y sont accélérés par un quadripôle radiofréquence jusqu'à une énergie de 750 keV avant de subir une seconde accélération prodiguée par un accélérateur linéaire (LINAC) les portant à une énergie de 50 MeV. En sortie de cet accélérateur linéaire, les protons sont envoyés dans le booster qui, après avoir fourni une accélération supplémentaire jusqu'à 1.4 GeV, les transmet au Proton Synchro-

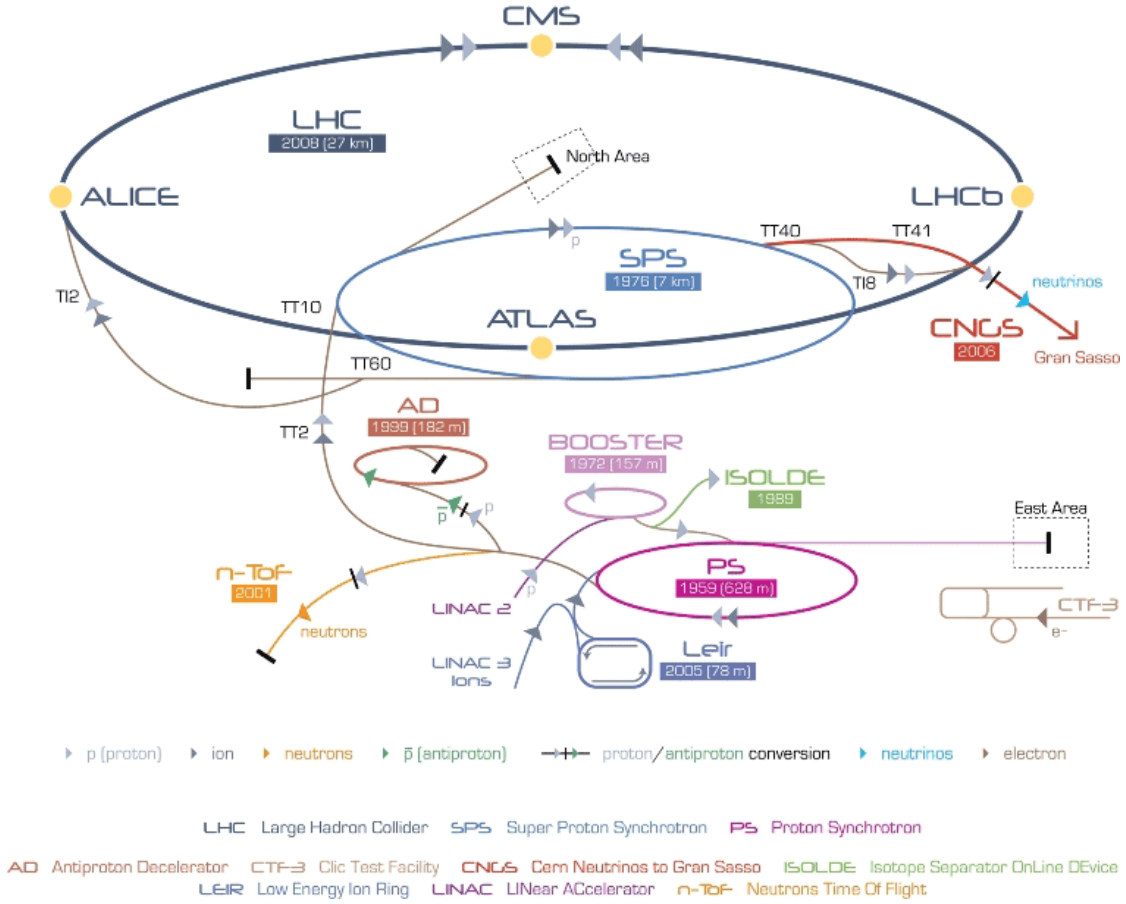


FIGURE 1.9: Chaîne d'accélération des protons du LHC au CERN. [54]

tron (PS). Dans le PS, les protons sont pour la première fois organisés en paquets d'environ 10^{11} protons espacés de 25 ns. Les paquets intègrent ensuite le Super Proton Synchrotron (SPS) avec une énergie de 26 GeV pour y être une nouvelle fois accélérés pour atteindre une énergie de 450 GeV.

Du SPS, les paquets de protons sont défléchis par des aimants pulsés afin de pénétrer dans le LHC où l'espacement minimal théorique entre chaque paquet est de 25 ns. Ceci laisse au total 2808 emplacements disponibles autour de l'accélérateur en ne considérant pas les espaces nécessaires aux injections et aux éjections de faisceau. La répétition du cycle de remplissage du SPS et de l'injection dans le LHC permet d'amener le nombre de paquets souhaité au sein de la machine avant d'entamer la dernière phase d'accélération des paquets constitués. Cette accélération est fournie par des cavités radiofréquences supraconductrices situées en un point de l'accélérateur à proximité du système d'éjection du faisceau. A l'intérieur du LHC, les faisceaux circulent dans deux tubes à vide distincts espacés de 194 mm à l'exception des régions où sont réalisées les collisions. Dans ces régions, les deux faisceaux circulent dans le même tube à vide. Le maintien de

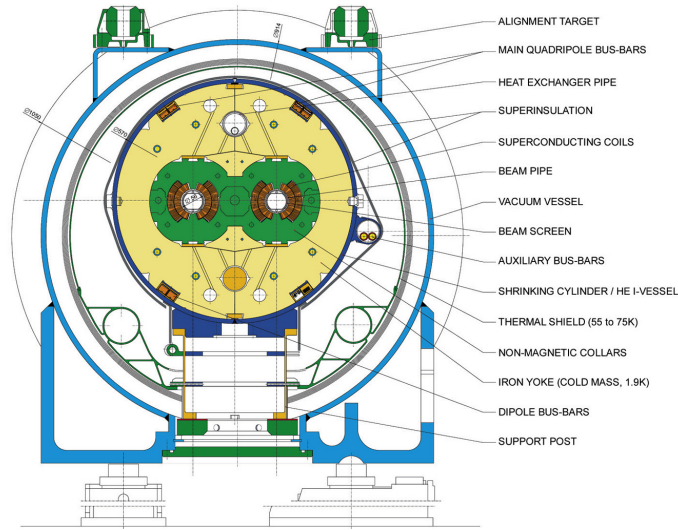


FIGURE 1.10: Vue en coupe transverse d'un dipôle supraconducteur du LHC. [55]

chacun des deux faisceaux de protons à l'intérieur des tubes à vides est assuré par une alternance de lentilles magnétiques (quadrupôle) assurant la focalisation et la défocalisation des faisceaux et de dipôles assurant la déflexion nécessaire pour suivre la courbure de l'anneau le long des 26.7 km. Ce sont ainsi 392 aimants quadrupôlaire et 1232 aimants dipôlaire qui assurent la conduite du faisceau. Additionnellement à ces deux types d'aimants, on trouve sur le pourtour de l'accélérateur des sextupôles et des octupôles permettant de corriger les aberrations chromatiques du faisceau et les effets d'oscillation collectifs autour de l'orbite de référence. Une description plus détaillée pourra être trouvée dans la référence [55].

Les champs magnétiques mis en jeu afin d'assurer la circulation des faisceaux nécessitent pour la majorité des aimants l'utilisation d'aimants supraconducteurs. Dans les dipôles, les deux tubes à vide sont ainsi enchâssés au sein d'une même culasse magnétique refroidie à une température de 1.9 K par l'utilisation d'hélium superfluide. La vue en coupe de l'un de ces dipôles est présentée figure 1.10.

Le champ magnétique généré par ces aimants est l'une des contraintes majeures sur l'énergie maximale accessible au LHC. Le maintien de ce champ nécessite une maîtrise de la dynamique du faisceau (dispersion, rayonnement synchrotron, ...) afin de limiter la dispersion de chaleur dans l'hélium et la perte de la supraconductivité.

Après neuf jours d'opération en 2008, le LHC a connu une perte de ce comportement supraconducteur sur une centaine d'aimants dipôlaire menant à la dégradation d'un secteur de l'anneau. Ceci a été produit par l'échauffement de l'interconnexion entre deux aimants dipôlaire lors d'un test de montée du champ magnétique [56]. L'accident a mené à un arrêt prolongé du LHC. Après réparation du secteur endommagé, l'exploitation de la machine a repris le 20 novembre 2009 et les premières collisions ont été enregistrées trois jours plus tard à une

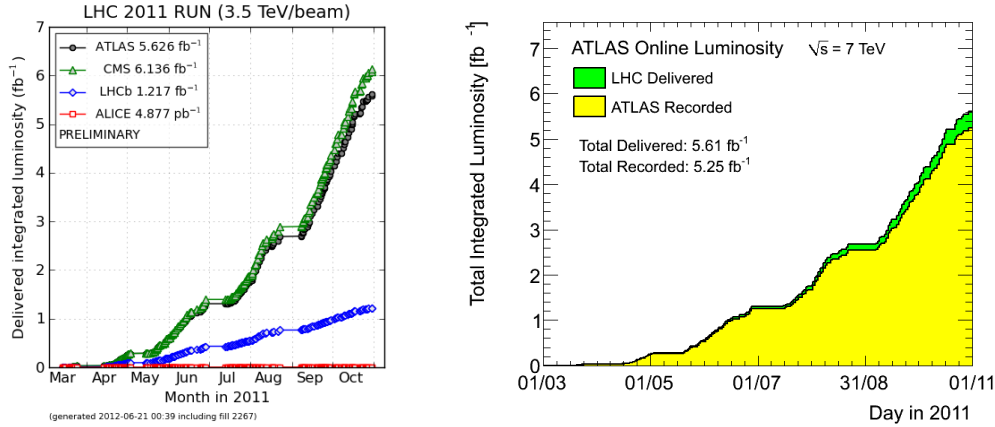


FIGURE 1.11: Luminosité délivrée aux expériences du LHC (gauche [57]) et luminosité enregistrée par ATLAS (droite [58]) au cours de l'année 2011.

énergie de 900 GeV. Après l'arrêt hivernal, une reprise progressive a été effectuée à une énergie dans le centre de masse réduite avant d'atteindre en mars 2010 une énergie de 7 TeV et d'établir un nouveau record en 2012 avec une énergie de 8 TeV.

1.3.3 Collisions proton-proton en 2011

Lors de l'année 2011, le LHC a délivré 1361 heures de collisions proton-proton [57] à ses expériences.

Ces prises de données ont débuté en réalisant le croisement d'environ 200 paquets de protons espacés de 75 ns au sein d'un même train de protons. La fonction beta au point d'interaction d'ATLAS et CMS était alors de $\beta^* = 1.5$ m. Au cours de l'année, le développement de la machine a permis d'augmenter le nombre de protons par paquet et le nombre de paquets de protons circulant dans l'accélérateur ainsi que de réduire l'émittance transverse des faisceaux. En définitive, la majorité des données a été recueillie en faisant circuler 1380 paquets de protons espacés de 50 ns autour de l'accélérateur avec un nombre moyen de protons par paquet de $1.1 \cdot 10^{11}$ protons. A l'été, la fonction beta aux points d'interaction d'ATLAS et CMS a été réduite à 1 m.

Ceci a permis de délivrer une luminosité croissante aux expériences avec un pic de luminosité instantanée à $3.6 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La luminosité intégrée sur l'ensemble de l'année est représenté figure 1.11 pour l'ensemble des expériences (gauche). La figure de droite met en regard la quantité de données enregistrée par le détecteur ATLAS et la luminosité disponible au point d'interaction. Au final, ce sont 5.61 fb^{-1} de données qui ont été délivrées à l'expérience ATLAS dont 5.25 fb^{-1} ont été enregistrées.

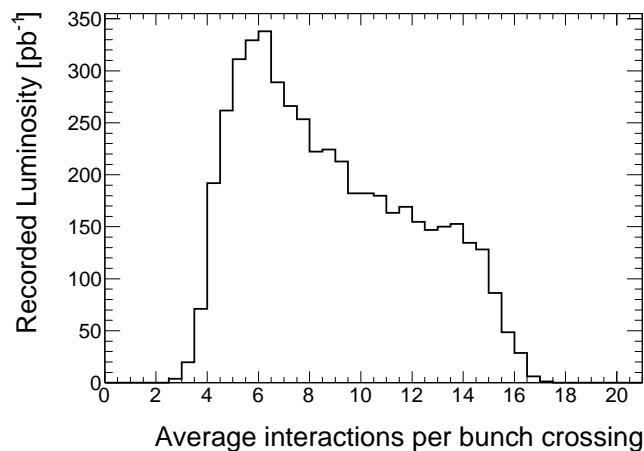


FIGURE 1.12: Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau observée lors de l'année 2011 par l'expérience ATLAS.

Au LHC chaque événement enregistré est le résultat de la collision des faisceaux au cours de laquelle se produisent de multiples interactions. En général, une seule de ces interactions constitue l'interaction d'intérêt et les autres forment ce que l'on appelle l'empilement. Le nombre de ces interactions dépend fortement du nombre de protons par paquet. La distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux $\langle \mu \rangle$, calculé sur un intervalle de prise de données de une minute lors de l'année 2011, est donnée figure 1.12. Celui-ci varie entre 2 et 17 interactions par croisement.

A cette source d'empilement viennent s'ajouter les dépôts d'énergie et les traces issus des événements précédents ou suivant la collision d'intérêt, auxquels chacun des sous-détecteurs des expériences du LHC est plus ou moins sensible.

1.4 ATLAS

ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [59, 60] est une expérience généraliste dédiée aux études allant des mesures du modèle standard, incluant la recherche d'un boson de Higgs, à la détection de nouvelle physique à l'échelle du TeV (cf. section 1.2). Ceci a dicté sa conception et les performances requises pour chacun de ses sous détecteurs. Du fait de l'environnement particulier du LHC, ceux-ci nécessitent par ailleurs une bonne tenue aux radiations ainsi qu'une réponse rapide de leur électronique.

Par la suite nous utiliserons le système de coordonnées orthonormé et direct usuel, centré sur le point d'interaction. L'axe z est défini par la direction du faisceau. Le plan transverse au faisceau (x, y) est tel que l'axe x pointe en direction du centre de l'anneau du LHC et l'axe y pointe vers la surface terrestre. L'angle

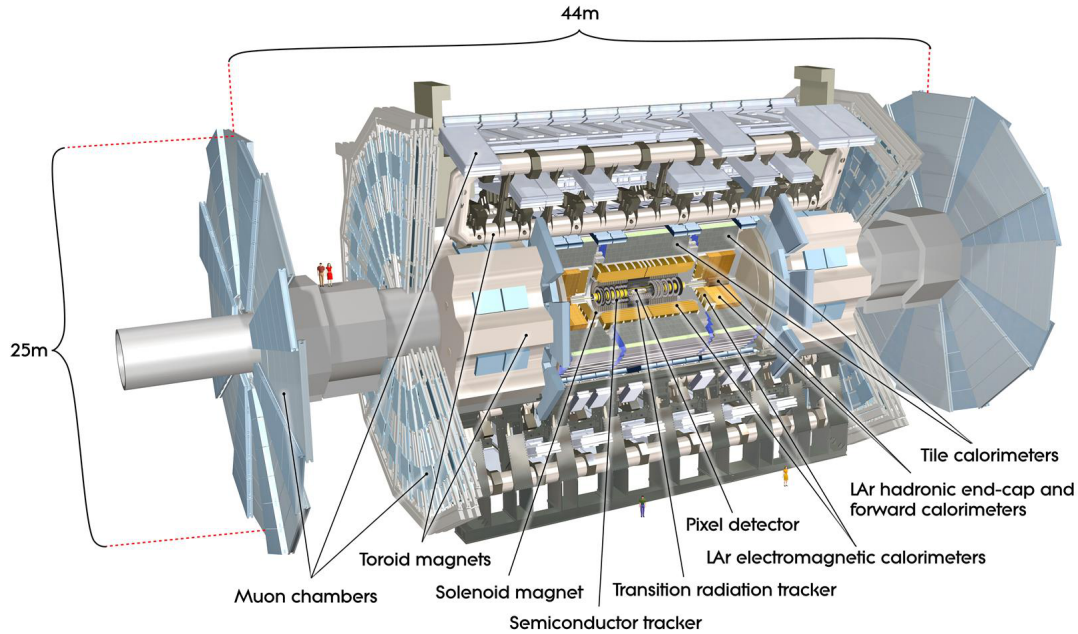


FIGURE 1.13: Vue d'ensemble de l'expérience ATLAS et de ses sous détecteurs. [61]

azimutal ϕ est mesuré autour de l'axe du faisceau et l'angle polaire θ correspond à l'angle avec l'axe du faisceau. Il convient aussi de définir la pseudo-rapacité telle que : $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$.

Une vue d'ensemble du détecteur est présentée figure 1.13. On y découvre en partant du point d'interaction :

- **le détecteur interne**, destiné à la reconstruction des traces des particules chargées. Ces traces permettent de déterminer l'impulsion de ces particules ainsi que la position des vertex d'interaction primaires et secondaires ;
- **le système de calorimétrie à échantillonnage**, assurant la mesure destructive de l'énergie et de la position des particules émergeant du trajectographe. On distingue la calorimétrie électromagnétique permettant la mesure d'énergie des électrons et des photons et la calorimétrie hadronique permettant la mesure de l'énergie des jets. Ces mesures sont réalisées grâce à la succession d'un milieu absorbeur initiant le développement des gerbes et d'un milieu actif recueillant une partie du dépôt d'énergie. Deux milieux actifs sont utilisés au sein d'ATLAS. L'un est l'argon liquide et est utilisé pour l'ensemble de la calorimétrie électromagnétique ainsi que pour une partie de la calorimétrie hadronique. L'autre est constitué de tuiles scintillantes qui sont utilisées pour la calorimétrie hadronique dans la partie centrale du détecteur ;

- **le spectromètre à muons**, qui permet la reconstruction de l'impulsion des muons qui traversent l'ensemble des sous-détecteurs précédents.

Une partie des particules produites au point d'interaction, telles que les neutrinos, n'interagit pas avec le détecteur. Afin de pouvoir remonter à l'impulsion transverse de ces particules à partir du bilan d'impulsion transverse totale, ATLAS est conçu de manière à fournir une acceptance étendue tant en azimut qu'en pseudo-rapacité autour du point d'interaction.

1.4.1 Détecteur interne

Le détecteur interne [62, 63] est destiné à la reconstruction des traces de particules chargées. Il est baigné dans le champ magnétique de 2 Tesla généré par un solénoïde supraconducteur de 2.5 mètres de diamètre centré autour de l'axe du faisceau et refroidi à 4.5 K. Celui-ci assure la courbure de la trajectoire des particules chargées dans le plan transverse au faisceau. Le détecteur interne permet ainsi de déterminer l'impulsion transverse des particules chargées jusqu'à des valeurs aussi petites que 0.1 GeV. Sa première couche est située au plus proche du faisceau afin de permettre la reconstruction des vertex d'interaction primaires et secondaires pour des pseudo-rapidités allant jusqu'à 2.5 en valeur absolue. Sa conception répond à la nécessité d'assurer une détection efficace malgré la multiplication des traces autour du point d'interaction. Sa proximité avec le tube à vide du faisceau en fait le détecteur le plus exposé aux radiations.

Il est constitué de trois sous-détecteurs : le détecteur à pixels (Pixel), le détecteur à micropistes de silicium (SCT) et le détecteur à rayonnement de transition (TRT), dont le plus proche du point d'interaction est situé à un rayon R de 50.5 mm et le plus lointain s'étend jusqu'à un rayon de 1082 mm. Le détecteur à pixels et le détecteur à micropistes de silicium couvrent les pseudo-rapidités inférieures en valeur absolue à 2.5. Le détecteur à rayonnement de transition est limité aux pseudo-rapidités inférieures à 2 en valeur absolue.

Une vue de l'ensemble du détecteur interne est présentée figure 1.14.

Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le sous-détecteur situé au plus proche du point d'interaction. Il permet grâce à une fine granularité de reconstruire les angles radial θ et azimutal ϕ avec une grande précision. Il est constitué de trois couches cylindriques (partie tonneau) disposées autour du faisceau à des distances allant de $R = 50.5$ mm à 122.5 mm. La première couche du détecteur est déterminante pour la localisation des vertex d'interaction et l'étiquetage des hadrons beaux. La partie centrale du détecteur à pixels est complétée vers l'avant par trois disques (partie bouchons) placés dans le plan transverse au faisceau entre 49.5 cm et 65 cm du point d'interaction. Ils permettent d'étendre la couverture en pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| = 2.5$.

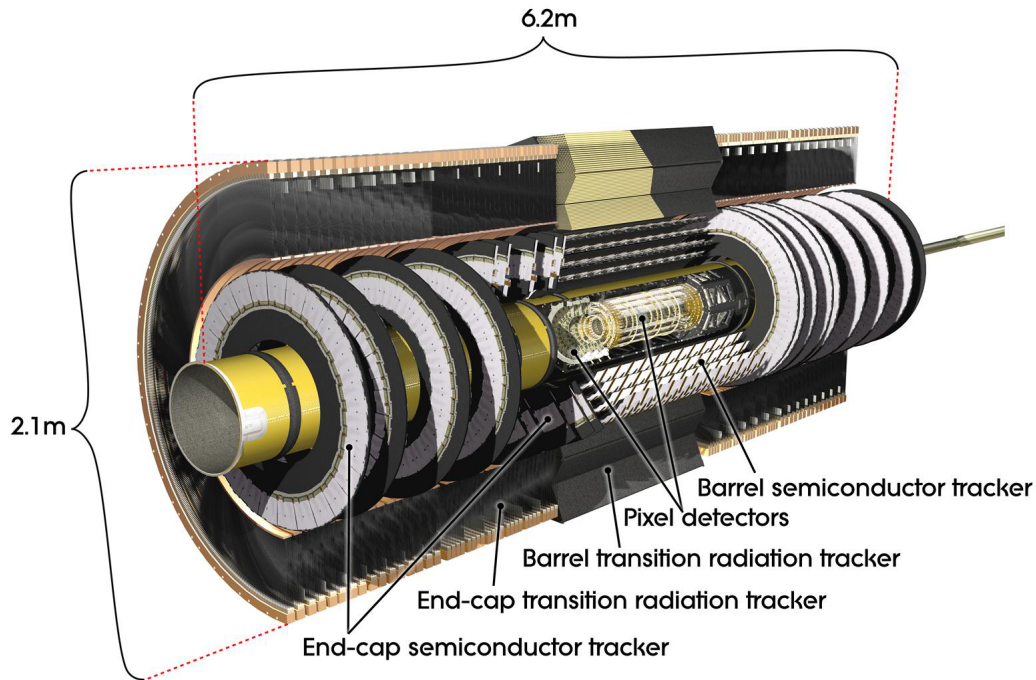


FIGURE 1.14: Vue d'ensemble du détecteur interne. [61]

Les trois couches de détecteur sont constituées d'une succession de modules de semi-conducteur composés d'un substrat de silicium sur lequel sont apposés les pixels de lecture d'une taille typique de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Les modules de la partie centrale sont inclinés par rapport à la direction du point d'interaction dans le plan transverse afin d'assurer une meilleure herméticité par recouvrement. Le passage d'une particule chargée à travers les modules de silicium engendre la création de paires électron-trou qui sont collectées grâce à la tension appliquée sur le plan de silicium. Pour chaque particule chargée ce sont ainsi trois impacts qui sont reconstruits dans ce sous-détecteur.

Détecteur à micropistes de silicium

Le détecteur à micropistes de silicium utilise aussi une technologie semiconductrice à base d'un substrat de silicium. Il est constitué de quatre couches cylindriques situées à des distances comprises entre 299 mm et 514 mm du faisceau. Ces quatre couches sont complétées par neuf disques dont les distances au point d'interaction vont de 83.9 cm à 273.5 cm.

Chacune des couches consiste en un arrangement de modules de silicium sur lesquels sont implantées des bandes de micropistes de $80\mu\text{m}$ de largeur. Afin d'obtenir les coordonnées du point d'impact en deux dimensions, chaque module est composé de deux plans de silicium de $6 \times 13 \text{ cm}^2$ inclinés d'un angle stéréo

de 40 mrad. Les modules sont arrangées parallèlement au faisceau pour la partie centrale et de manière radiale pour les disques.

Dans la partie tonneau, quatre impacts sont reconstruits lors du passage d'une particule.

Détecteur à rayonnement de transition

Le détecteur à rayonnement de transition est situé à la périphérie du détecteur interne. Il est constitué de tubes à dérive de 4 mm de diamètre remplis d'un mélange gazeux (Xe 70%, CO_2 27%, O_2 3%) et parcourus dans leur longueur par un fil de tungstène recouvert d'or. Des tubes de 144 cm sont répartis en plusieurs couches dans trois couronnes concentriques situées à une distance allant de 554 mm à 1082 mm de l'axe du faisceau. L'extension du TRT jusqu'à des pseudo-rapidités de 2 en valeur absolue est réalisée par l'adjonction de trois bouchons constitués de plusieurs disques de tubes à dérives de 37 cm disposés de manière radiale. Ces disques sont disposés à des distances allant de 827 mm à 2744 mm du point d'interaction.

Le passage d'une particule chargée est enregistré par la collecte, sur le fil de tungstène, des charges issues de l'ionisation du gaz. La dérive de ces charges est assurée par la différence de potentiel existant entre la cathode (paroi du tube) et l'anode (fil de tungstène). En moyenne 36 impacts supplémentaires sont produits lors du passage dans le TRT.

Afin de permettre une meilleure identification des électrons, les tubes sont recouverts d'une couche de polypropylène / polyéthylène. Le passage des particules dans des matériaux de constantes diélectriques différentes génère à leur interface un rayonnement de transition. Ce rayonnement est absorbé par le mélange gazeux des tubes et s'ajoute au signal d'ionisation généré par le passage de la particule. Le rayonnement émis varie comme E/m et permet ainsi de distinguer les électrons, pour lesquels un signal important est recueilli sur l'anode, d'autres particules telles que les pions.

La résolution sur la mesure de l'impulsion transverse est pour la partie centrale du détecteur interne de :

$$\sigma(1/p_T) = 0.00034 \oplus \frac{0.015}{p_T} [\text{GeV}^{-1}] , \quad (1.23)$$

et la précision sur le paramètre d'impact est de :

$$\sigma(d_0) = 10 \oplus \frac{140}{p_T} \mu\text{m} ; \quad (1.24)$$

$$\sigma(z_0 \sin \theta) = 91 \oplus \frac{209.3}{p_T} \mu\text{m} , \quad (1.25)$$

où d_0 est le paramètre d'impact transverse, z_0 est le paramètre d'impact longitudinal et où p_T est exprimé en GeV.

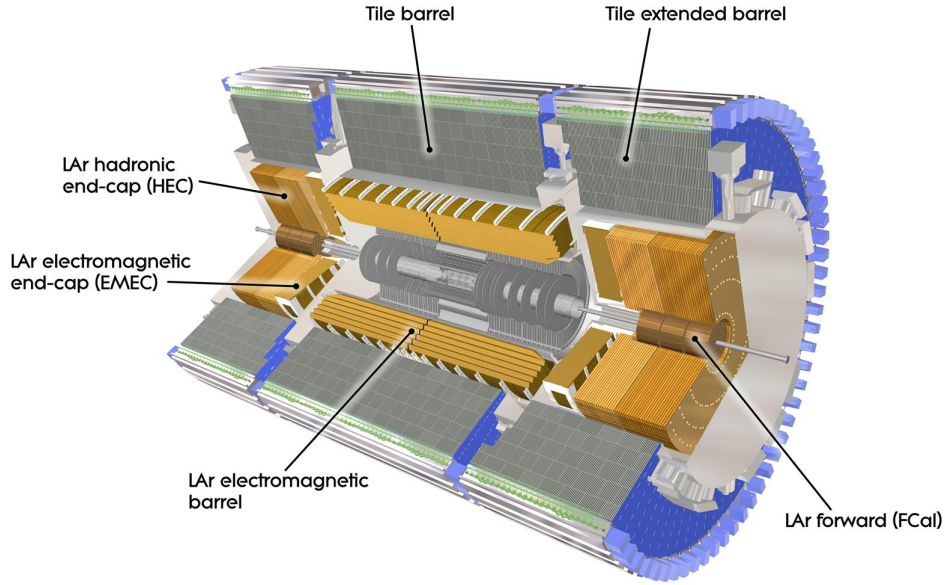


FIGURE 1.15: Vue d'ensemble des calorimètres du détecteur ATLAS. [61]

Enfin la résolution sur la mesure des angles polaire θ et azimutal ϕ est de :

$$\sigma(\cot \theta) = 0.0007 \oplus \frac{0.0035}{p_T} ; \quad (1.26)$$

$$\sigma(\phi) = 70 \oplus \frac{2730}{p_T} \mu\text{rad} . \quad (1.27)$$

1.4.2 Calorimétrie à argon liquide

Le système de calorimétrie à argon liquide est composé de calorimètres à échantillonnage. Ceux-ci sont utilisés pour l'ensemble de la mesure de l'énergie des gerbes électromagnétiques ainsi que pour la mesure de l'énergie des gerbes hadroniques pour des pseudo-rapidités supérieures à 1.7 en valeur absolue.

Sur la figure 1.15 représentant l'ensemble du système de calorimétrie d'ATLAS on peut voir notamment les différents sous-détecteurs du calorimètre à argon liquide (LAr) : le tonneau et les bouchons électromagnétiques, les bouchons hadroniques et le calorimètre vers l'avant.

Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est constitué d'un tonneau couvrant les pseudo-rapidités allant jusqu'à 1.475 en valeur absolue et de deux bouchons scindés en une roue externe et une roue interne qui permettent d'étendre la couverture en

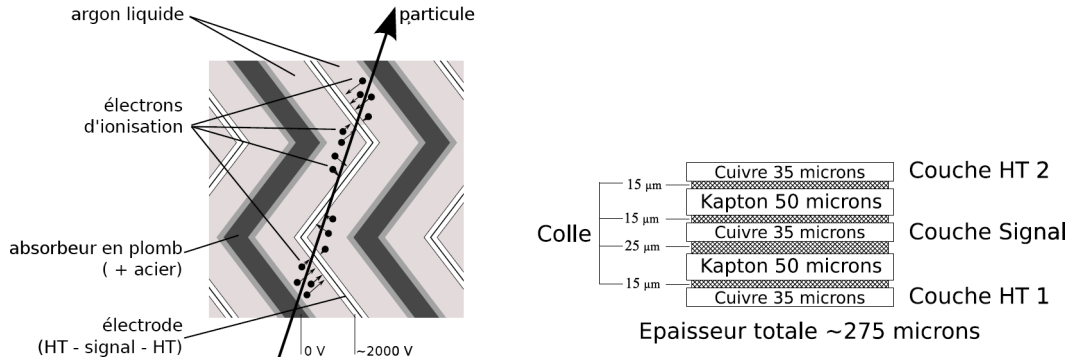


FIGURE 1.16: Ionisation et collecte du signal dans l'argon liquide (gauche) par l'électrode de lecture (droite). [64]

pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| = 2.5$ et $|\eta| = 3.2$, respectivement. La partie tonneau est constituée de deux demi-tonneaux séparés d'un intervalle de 4 mm à $\eta \sim 0$.

Le calorimètre consiste en une succession de plaques d'absorbeur en plomb et d'électrodes de lecture baignées dans de l'argon liquide. Aux énergies du LHC (au delà du GeV) l'interaction des électrons et des positrons avec l'absorbeur est dominée par le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et l'interaction des photons par la création de paires électron-positron. Ceci mène au développement de la gerbe électromagnétique jusqu'à ce que le processus d'ionisation redevienne dominant. Une partie de l'énergie perdue par ionisation est alors collectée dans le milieu actif. Les couches d'absorbeur et de milieu actif sont arrangées suivant une géométrie en accordéon afin d'offrir une herméticité complète suivant l'angle azimutal ϕ . Cette géométrie est visible figure 1.17 et 1.16 (gauche). Sur la figure 1.16 sont représentés la succession des couches d'absorbeur et de milieu actif ainsi que le détail de la structure d'une électrode de lecture. Chaque électrode de lecture consiste en une alternance de trois plaques de cuivre et deux plaques de kapton. La collecte du signal d'ionisation des électrons/photons sur ces électrodes est décrite au chapitre 2.

Sur la figure 1.17 présentant une section de la partie tonneau du calorimètre, on peut constater l'existence d'une segmentation en trois compartiments suivant la profondeur ainsi que d'une segmentation en fonction de la pseudo-rapacité. Celle-ci a été obtenue par sérigraphie des électrodes. Le motif sérigraphié est présenté avant pliage pour les électrodes de la partie tonneau sur la figure 1.18. Cette segmentation permet de fournir des informations sur le développement de la gerbe électromagnétique. Celles-ci sont utilisées pour l'identification des électrons et des photons. L'identification des électrons est détaillée chapitre 4. La profondeur de chacun des compartiments peut être exprimée en terme de longueur caractéristique de l'interaction par rayonnement de freinage X_0 . Cette interaction est telle que l'énergie moyenne $\langle E \rangle$ conservée par un électron d'énergie initiale

E_0 ayant parcouru une distance x dans la matière est définie par la relation :

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-x/X_0} . \quad (1.28)$$

La longueur d'interaction X_0 correspond alors à la profondeur moyenne de matériau traversée par un électron ayant radié une fraction $(1 - 1/e) \sim 63\%$ de son énergie initiale.

Les trois compartiments du calorimètre électromagnétique présentent une profondeur et une granularité variables :

- le premier compartiment, appelé compartiment avant ou *strips*, permet la mesure du début de la gerbe et est finement segmenté afin de permettre la séparation entre les gerbes initiées par un unique photon et celles initiées par les deux photons issus de la désintégration d'un pion neutre. Il s'étend dans la partie centrale jusqu'à $|\eta| < 1.475$ et couvre dans les bouchons le domaine $1.375 < |\eta| < 3.2$. Sa profondeur est de l'ordre de $2X_0$;
- le second compartiment est le compartiment dit milieu (*middle*). Avec une profondeur d'environ $16X_0$, il contient la majeure partie de chaque gerbe électromagnétique. Il s'étend jusqu'à $|\eta| < 1.474$ pour sa partie centrale et couvre dans les bouchons les pseudo-rapidités telles que $1.375 < |\eta| < 3.2$;
- le compartiment arrière (*back*) est destiné à récupérer les fins de gerbes électromagnétiques. Il est plus grossièrement segmenté et présente une profondeur variant entre $2X_0$ et $12X_0$. Il couvre un domaine en pseudo-rapacité plus restreint que les deux autres compartiments. Ainsi il s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.35$ pour sa partie centrale et couvre le domaine $1.5 < |\eta| < 2.5$ dans les bouchons.

Le détail de la segmentation du calorimètre en fonction du domaine en pseudo-rapacité est donné pour chacun des compartiments dans le tableau 1.8. La profondeur totale du calorimètre permet de contenir des électrons issus de la désintégration d'un Z' jusqu'à une masse de 6 TeV.

Afin de limiter la quantité de matière rencontrée avant que les particules n'atteignent le calorimètre, l'aimant solénoïdal est intégré au cryostat du tonneau. Toutefois, avant la mesure d'énergie, les particules ont d'ores et déjà traversé une quantité de matière équivalente à $2X_0$ pour la majorité des régions en pseudo-rapacité. Afin de déterminer l'état du développement de la gerbe avant pénétration dans le calorimètre, celui-ci est équipé d'un pré-échantillonneur dans chacun des cryostats. Ce pré-échantillonneur couvre les régions $|\eta| < 1.52$ de la partie tonneau et $1.5 < |\eta| < 1.8$ dans les bouchons. Sa segmentation est donnée dans le tableau 1.8.

La résolution attendue sur la mesure de l'énergie réalisée par le calorimètre électromagnétique est définie par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b\%}{E} \oplus c , \quad (1.29)$$

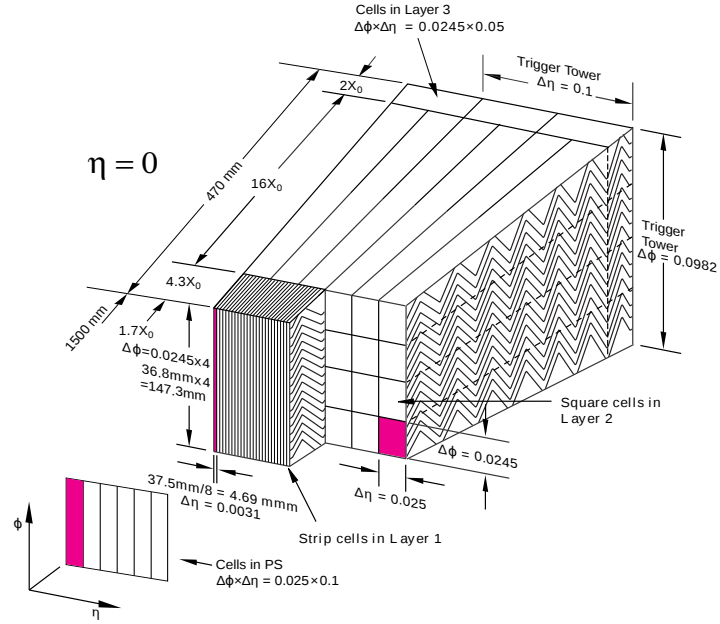


FIGURE 1.17: Représentation de la structure en accordéon des cellules du calorimètre électromagnétique. [65]

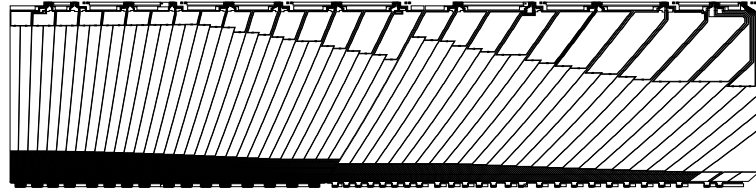


FIGURE 1.18: Schéma d'une électrode sérigraphiée du tonneau avant pliage. [61]

où a est le terme stochastique, correspondant aux fluctuations poissonniennes associées au développement de la gerbe. Ce terme est dominé par l'effet de l'échantillonnage qui implique qu'une partie seulement de l'énergie incidente est effectivement mesurée. b est le terme associé au bruit introduit par l'électronique et/ou l'empilement des événements. Enfin c est le terme constant associé aux incertitudes lors de la reconstruction de l'énergie à partir du signal mesuré. Les valeurs de ces paramètres, fixées à la conception du calorimètre [61], sont : $a \sim 0.1 \text{ GeV}^{1/2}$, $b < 0.3 \text{ GeV}$ et $c \sim 0.7\%$. Les premières données ont permis d'évaluer le terme constant in situ [66], montrant que celui-ci est de l'ordre de 1.2% lorsque évalué à la masse du boson Z dans la partie tonneau du calorimètre. Le terme stochastique est évalué dans ces données comme étant en accord avec la valeur fixée à la conception avec une marge d'erreur de 10% [66].

Partie centrale			Partie avant		
<i>Pré-échantillonneur</i>					
0.025	$\times 0.1$	$ \eta < 1.52$	0.025	$\times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
<i>Compartiment avant</i>					
0.025/8	$\times 0.1$	$ \eta < 1.4$	0.05	$\times 0.1$	$1.375 < \eta < 1.425$
0.025	$\times 0.025$	$1.4 < \eta < 1.475$	0.025	$\times 0.1$	$1.425 < \eta < 1.5$
			0.025/8	$\times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
			0.025/6	$\times 0.1$	$1.8 < \eta < 2.0$
			0.025/4	$\times 0.1$	$2.0 < \eta < 2.4$
			0.025	$\times 0.1$	$2.4 < \eta < 2.5$
			0.1	$\times 0.1$	$2.5 < \eta < 3.2$
<i>Compartiment milieu</i>					
0.025	$\times 0.025$	$ \eta < 1.4$	0.05	$\times 0.025$	$1.375 < \eta < 1.425$
0.075	$\times 0.025$	$1.4 < \eta < 1.475$	0.025	$\times 0.025$	$1.425 < \eta < 2.5$
<i>Compartiment arrière</i>					
0.05	$\times 0.025$	$ \eta < 1.35$	0.05	$\times 0.025$	$1.5 < \eta < 2.5$

TABLE 1.8: Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ et couverture en pseudo-rapacité des différentes parties du calorimètre électromagnétique.

Bouchons hadroniques

Afin d'assurer la mesure de l'énergie des jets à des pseudo-rapidités telles que $1.5 < |\eta| < 3.2$, le calorimètre à argon liquide comprend deux sous-détecteurs situés derrière les bouchons électromagnétiques au sein des mêmes cryostats. Les bouchons hadroniques (dénnotés HEC, pour *Hadronic EndCap*) sont composés de deux roues disposées l'une derrière l'autre. Elles utilisent l'argon liquide comme milieu actif. Celui-ci enveloppe des plans d'électrodes et d'absorbeurs en cuivre disposés transversalement au faisceau.

La granularité des bouchons hadroniques est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans la région $1.5 < |\eta| < 2.5$ et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ dans la région $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Calorimètre vers l'avant

La partie la plus à l'avant du calorimètre à argon liquide couvre les pseudo-rapidités comprises entre 3.1 et 4.9 en valeur absolue. Le calorimètre vers l'avant (dénnoté FCAL, pour *Forward CALorimeter*) a été conçu comme un arrangement de trois compartiments disposés les uns derrière les autres, légèrement en retrait des bouchons électromagnétiques et à l'intérieur des roues des bouchons hadroniques.

Le premier des trois compartiments est destiné à la mesure de l'énergie des électrons et des photons. Du fait du fort flux de particules dans cette région proche

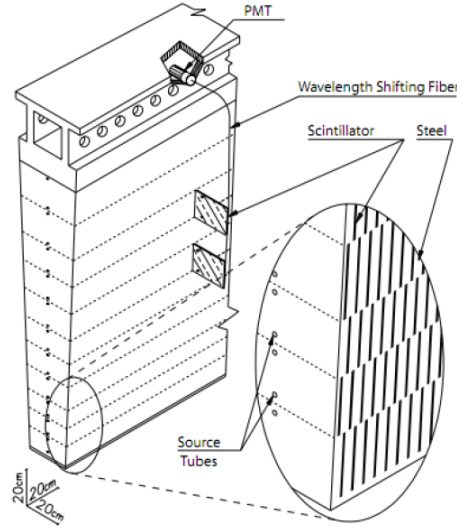


FIGURE 1.19: Schéma d'un module du calorimètre à tuiles. [61]

du faisceau, il est constitué d'une matrice composée d'une succession d'absorbeurs en cuivre au sein desquels sont insérés parallèlement au faisceau des tubes de 5.75 mm de diamètre. Ces tubes consistent en une électrode de lecture centrale en cuivre entouré d'un second tube avec un espacement de l'ordre de 0.25 mm rempli d'un milieu actif constitué d'argon liquide.

Les deux derniers compartiments du calorimètre vers l'avant utilisent un absorbeur en tungstène. Ils sont destinés à la mesure de l'énergie des jets à très grande rapidité.

Les tubes du calorimètre vers l'avant sont disposés dans le plan (x, y) selon la direction du faisceau mais permettent une reconstruction suivant la pseudo-rapacité et l'angle azimutal avec une granularité de l'ordre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.

1.4.3 Calorimètre à tuiles

Le second système de calorimétrie consiste en un calorimètre à échantillonnage dit calorimètre à tuiles scintillantes [67]. Celui-ci est placé immédiatement après l'enveloppe du calorimètre électromagnétique et couvre la partie centrale du détecteur. Il permet la mesure de l'énergie des jets dans cette région.

Le calorimètre à tuiles est scindé en trois parties s'étendant jusqu'à des pseudo-rapidités de $|\eta| = 1.7$. Chaque partie est composée de 64 cadrans (modules) assurant une segmentation suivant l'angle azimutal de $\Delta\phi \sim 0.1$. Chacun de ces cadrans est constitué d'une succession d'absorbeurs en fer et de tuiles scintillantes tels qu'illustrés figure 1.19. Le développement des gerbes hadroniques excite les tuiles scintillantes qui émettent des photons. Ceux-ci sont collectés au moyen de fibres optiques acheminant le signal jusqu'à des photomultiplicateurs. Le groupe-

ment de fibres en provenance de différentes tuiles permet d'assurer une segmentation en pseudo-rapacité pseudo-projective vers le point d'interaction ainsi qu'une segmentation longitudinale en trois compartiments.

La granularité du calorimètre est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans les deux premiers compartiments et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ dans le dernier.

La résolution obtenue sur la mesure de l'énergie des jets dépend fortement de la région considérée. Toutefois, elle peut être résumée de la manière suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c, \quad (1.30)$$

où $a \sim 0.5 \text{ GeV}^{1/2}$, $c = 3\%$ pour $|\eta| < 3$ et $a \sim 1 \text{ GeV}^{1/2}$, $c = 7\%$ pour $|\eta| > 3$.

1.4.4 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [68] est le système de détection le plus éloigné du point d'interaction. Il est dédié à la reconstruction de l'impulsion des muons émergeant des calorimètres. Celle-ci est déterminée à partir de la courbure de leur trajectoire engendrée par le champ magnétique du système d'aimants toroïdaux. Huit aimants dans le tonneau et huit aimants dans chacun des bouchons permettent de maintenir un champ magnétique d'approximativement 0.5 et 1 Tesla respectivement dans les parties tonneau et bouchons. La structure de ce champ est telle qu'il courbe la trajectoire des muons dans un plan comprenant l'axe du faisceau.

Les différents éléments (chambres) du spectromètre à muons sont disposés entre et autour des aimants selon plusieurs couches concentriques autour de l'axe du faisceau dans la partie centrale du détecteur. Cette couverture est complétée dans les tonneaux par des roues disposées dans le plan transverse au faisceau de part et d'autre du détecteur.

Deux catégories de chambres à muons sont à distinguer :

- les **chambres de précision** réalisent la mesure de l'impulsion des muons. La plupart d'entre elles sont des chambres à dérives (MDT, pour *Monitored Drift Tubes*) et couvrent des pseudo-rapidités allant jusqu'à $|\eta| = 2.7$. L'élément constitutif de ces chambres est un tube à dérive rempli d'un mélange gazeux d'argon (93%) et de dioxyde de carbone (7%). Les électrons d'ionisation issus du passage d'un muon sont collectés sur un fil d'anode au centre du tube. Dans la partie des roues des bouchons la plus proche du centre du détecteur ($2 < |\eta| < 2.7$), ces chambres sont remplacées par des chambres multi-fils (CSC, pour *Cathode Strip Chamber*) avec un mélange gazeux d'argon, de méthane et de dioxyde de carbone.
- les **chambres de déclenchement** permettent, via une réponse rapide, d'assurer le déclenchement d'acquisition des événements lors de l'identification d'un muon et d'identifier le croisement de faisceau de l'événement correspondant. Un premier type de chambres, les chambres à plaques résistives

(RPC, pour *Resistive Plate Chambers*), couvre la région centrale telle que $|\eta| < 1.05$. Elles consistent en deux plaques résistives en bakélite séparées par un mélange gazeux ($C_2H_4F_4$, C_4H_{10} , SF_6). Le signal issu de la dérive des électrons d'ionisation est lu par couplage capacitif sur des bandes en métal situées de chaque côté des chambres.

Le déclenchement est assuré jusqu'à $|\eta| < 2.4$ par des chambres proportionnelles à fils (TGC, pour *Thin Gap Chambers*) utilisant un mélange gazeux de dioxyde de carbone et de pentane.

En définitive, le spectromètre permet la mesure de l'impulsion des muons entre 3 GeV et 100 GeV avec une résolution de l'ordre de 4%. A haute impulsion, cette résolution est dégradée par la précision de l'alignement entre les chambres et est de l'ordre de 10% à 1 TeV.

1.4.5 Système de déclenchement

Le LHC a été conçu pour pouvoir réaliser le croisement de paquets de protons toutes les 25 ns avec en moyenne 23 interactions par croisement. Les capacités en terme de stockage et de vitesse de traitement des données nécessitent le passage du taux de croisement de 40 MHz à l'enregistrement d'environ 300 collisions par seconde, représentant un flot de données de l'ordre de 300 MB/s. Ces contraintes ont nécessité l'élaboration d'un système de déclenchement [69] permettant d'identifier rapidement les événements d'intérêts avec une efficacité maximale tout en procurant un rejet drastique du bruit de fond. Le système de déclenchement est ainsi basé sur trois niveaux successifs : le niveau 1, le niveau 2 et le filtre d'événements. Les deux derniers niveaux constituent le déclenchement de haut niveau (HLT pour *High Level Trigger*) et intègrent les informations issues du détecteur interne ainsi qu'une meilleure prise en compte de la granularité des calorimètres. L'architecture globale du système de déclenchement est schématisée figure 1.20.

L'architecture du déclenchement de niveau 1 répond à la nécessité de stocker le signal en attente d'une décision pendant moins de $2.5 \mu s$ tout en permettant la réduction du taux d'acquisition à un maximum de 75 kHz. Afin de satisfaire les contraintes de temps de traitement, il est basé sur une électronique rapide analysant les informations issues des chambres à muons (RPC, TGC) et des tours de déclenchement des calorimètres. Ces informations permettent l'identification de régions d'intérêt (*ROI* pour *Region Of Interest*) qui sont transmises au système de déclenchement de niveau 2 pour une analyse plus fine.

Le niveau 2 de déclenchement procède à une analyse partielle des événements à l'intérieur des régions d'intérêt identifiées au niveau 1, avec un temps de traitement de l'ordre de 40 ms par événement et permet la réduction du taux d'acquisition à 3 kHz. Les fragments d'événements associés à chaque région d'intérêt sont stockés en attente de la décision de niveau 2 et reconstruits en utilisant

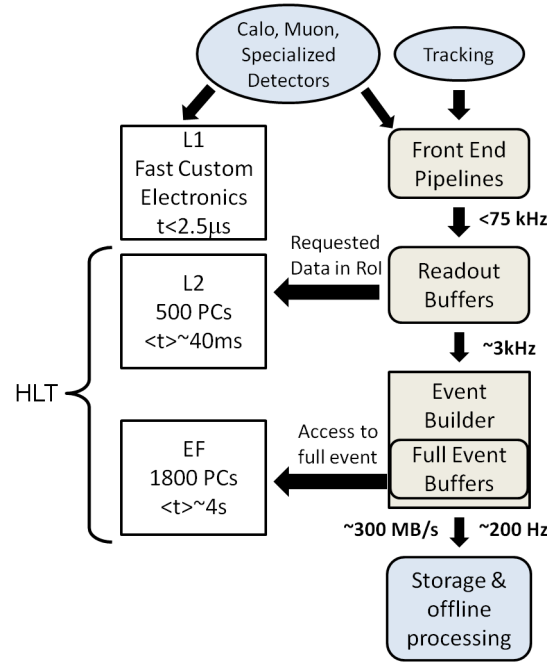


FIGURE 1.20: Architecture du système de déclenchement d'ATLAS. [70]

les informations complémentaires des chambres de précisions pour les muons, du détecteur interne et la granularité complète des calorimètres. En cas de conservation de l'événement au niveau 2, celui-ci est transmis au filtre d'événements qui assemble l'événement et procède à une analyse plus fine des informations afin d'obtenir le taux d'enregistrement final souhaité de 300 événements par seconde. Les sélections effectuées à cette dernière étape sont proches de celles effectuées hors ligne et nécessitent un temps de traitement de l'ordre de 4 s.

1.4.6 Détermination de la luminosité

La détermination de la luminosité au point d'interaction 1 où est située l'expérience ATLAS est obtenue grâce à deux détecteurs spécifiques : LUCID et BCM.

LUCID est un détecteur Cerenkov composé de tubes d'aluminium remplis d'un gaz C_4F_{10} et disposés autour du tube à vide du faisceau à 17 mètres de part et d'autre du point d'interaction. Il couvre ainsi des pseudo-rapidités telles que : $5.6 < |\eta| < 6$. Les photons Cerenkov produits par le passage d'une particule sont réfléchis sur les parois des tubes jusqu'à atteindre les photomultiplicateurs placés à leur extrémité.

Le détecteur BCM (*Beam Condition Monitor*) est composé de quatre capteurs en diamants disposés autour du point d'interaction à $|\eta| = 4.2$. Il a été

initialement conçu afin de détecter d'importantes pertes de faisceaux pouvant endommager les autres sous-détecteurs.

Ces deux systèmes permettent la détermination du taux effectif d'interactions associé à chaque croisement de faisceau μ_{vis} . Il est déterminé à partir du nombre de croisements conduisant à au moins une interaction inélastique dans un intervalle de temps donné. μ_{vis} est dépendant à la fois du détecteur et des algorithmes utilisés afin de déterminer la présence d'une interaction inélastique. La luminosité peut ainsi être définie par la relation :

$$\mathcal{L} = \frac{\mu_{vis} n_p f_{rev}}{\sigma_{vis}} , \quad (1.31)$$

où n_p est le nombre de paquets de protons entrant en collision autour de l'anneau, f_{rev} est la fréquence de révolution d'un de ces paquets et σ_{vis} est la section efficace inélastique effective associée à μ_{vis} . σ_{vis} et μ_{vis} sont tels que :

$$\frac{\mu_{vis}}{\sigma_{vis}} = \frac{n_1 n_2}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y} , \quad (1.32)$$

où Σ_x et Σ_y sont les extensions suivant x et y du faisceau et n_1 et n_2 sont le nombre de protons par paquet pour chacun des deux faisceaux. Les paramètres de cette relation sont déterminés au moyen de balayages de Van der Meer. Plus de détails pourront être trouvés dans la référence [71].

Une mesure complémentaire de la luminosité est obtenue à partir du système de calorimétrie d'ATLAS. L'une s'appuie sur la mesure de la somme des courants recueillis sur l'anode de chacun des photomultiplicateurs. Cette valeur de courant est directement proportionnelle à la luminosité. La constante de proportionnalité a été extraite par comparaison avec les mesures de luminosité effectuée par LUCID. La seconde mesure de luminosité s'appuie sur le courant débité par l'ensemble des modules haute tension des calorimètres vers l'avant. Ces modules haute tension sont conçus afin de délivrer une différence de tension constante dans chacun des intervalles d'argon liquide du FCAL malgré la création de charges d'ionisation. La création de ces charges est ainsi compensée par l'injection d'un courant variable directement relié au flux de particules traversant le calorimètre vers l'avant. La calibration de la mesure de luminosité par ces courants a été à nouveau obtenue par comparaison avec la mesure effectuée par LUCID.

Lors de l'année 2011, la mesure de luminosité de référence au point d'interaction d'ATLAS a été effectuée par le détecteur BCM avec une incertitude de 3.7%.

Conclusion

Nous avons pu voir dans ce chapitre que les questions laissées en suspens par le modèle standard étaient autant de raisons pour chercher à dépasser le cadre théorique qu'il fournit. Parmi les tentatives formulées par les théoriciens, nombreuses

sont celles impliquant l'apparition de nouvelles résonances, éventuellement dès l'échelle du TeV. En particulier, celles postulant l'existence d'un groupe de symétrie supplémentaire $U(1)$ impliquent l'existence d'un nouveau boson de jauge Z' .

Le LHC et le détecteur ATLAS qui ont été décrits fournissent une opportunité d'aller sonder l'existence de ce nouveau boson jusqu'à des énergies inégalées. Toutefois, le LHC et ses expériences sont des dispositifs expérimentaux complexes. Leur réponse nécessite donc d'être étudiée et comprise afin d'atteindre les objectifs scientifiques qui ont motivé leur construction. Les chapitres 2 et 3 reviennent sur une partie de ce travail de compréhension qui concerne le calorimètre à argon liquide d'ATLAS.

"D2 ? D2R2 ! C'est toi mon vieux ! C'est bien
toi !"

C-3PO, *La guerre des étoiles*

2

Mise en service du calorimètre à argon liquide

L'étude de la réponse du calorimètre à argon liquide (LAr) a été initiée avec les tests en faisceau. Elle s'est poursuivie après son insertion au sein du détecteur ATLAS. L'un des points cruciaux dans la caractérisation de cette réponse consiste à s'assurer de la fiabilité des composants électroniques utilisés. L'installation d'une partie de cette électronique à la sortie des cryostats rend l'accès et la réparation difficiles en dehors des périodes d'arrêt prolongé du LHC. Un effort particulier est mené pour surveiller la réponse de chacune des 182468 voies de lecture du calorimètre.

Ce chapitre reviendra sur les choix techniques effectués pour l'extraction du signal avant de décrire deux pathologies identifiées lors de la mise en service du calorimètre.

2.1 Électronique du calorimètre à argon liquide

La structure de la chaîne de lecture du calorimètre à argon liquide d'ATLAS répond à la nécessité de reconstruire l'énergie déposée par une gerbe électromagnétique à partir du signal d'ionisation collecté dans chaque cellule du calorimètre sur une gamme d'énergie s'étendant de la dizaine de MeV, qui correspond au niveau du bruit électronique attendu, jusqu'à un maximum de 3 TeV par cellule dans le cas d'un dépôt induit par des électrons issus de la désintégration d'une résonance lourde (cf. chapitre 5). Le choix technique retenu lors de la conception est celui du traitement du signal collecté aux électrodes par des composants élec-

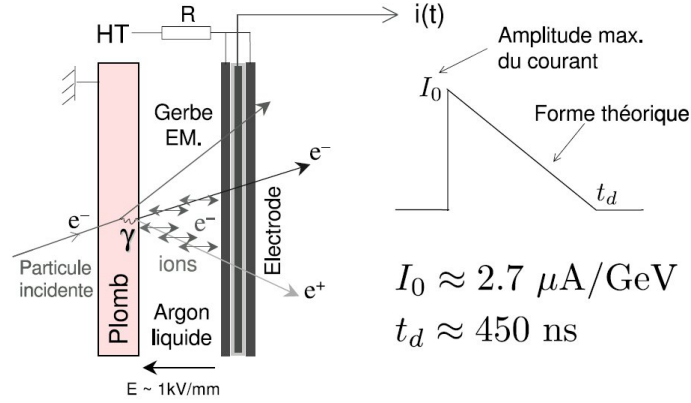


FIGURE 2.1: Formation du signal dans le calorimètre et forme attendue. [64]

troniques situés dans des châssis installés sur les cryostats dans un premier temps afin de permettre la minimisation de l'injection de bruit avant amplification et mise en forme du signal, puis par une électronique déportée située dans la caverne annexe au détecteur afin d'aboutir à la conversion du signal en énergie.

2.1.1 Collecte du signal

Le développement de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre induit la création de paires électron-ion par ionisation de l'argon liquide. Les électrons, plus mobiles que les ions du fait de leur masse, dérivent sous l'effet de la haute tension appliquée sur les plaques de cuivre externes de l'électrode décrite dans la partie 1.4.2. Le signal issu de cette dérive est lu par couplage capacitif sur la plaque centrale de l'électrode. L'ionisation due au passage de la gerbe étant quasi instantanée, le signal recueilli est alors triangulaire tel qu'illustré sur la figure 2.1 :

$$I(t) = \frac{Q_0}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d} \right) \quad (t < t_d), \quad (2.1)$$

où Q_0 représente la charge créée initialement et où le temps de dérive typique des électrons pour un espacement entre l'absorbeur et l'électrode de $d = 2.1 \text{ mm}$ est de $t_d = 450 \text{ ns}$. L'amplitude du courant est alors directement proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur, de l'ordre de $2.7 \mu\text{A}$ pour un GeV déposé dans la partie centrale du tonneau.

L'extraction du signal dans les cryostats est réalisée par l'électronique dite froide. Les cartes sommatriques directement placées sur les connecteurs des électrodes permettent le regroupement en une seule voie d'électronique des électrodes en ϕ afin de constituer les différentes cellules des compartiments avant, milieu et arrière du calorimètre. Les cartes mères assurent ensuite l'acheminement des voies en provenance d'une région $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$ vers les traversées (*Feedthrough*, dénotées FT) pour être connectées à l'électronique chaude. Ces cartes mères per-

mettent aussi l'injection des signaux nécessaires à la calibration de la réponse du calorimètre.

2.1.2 Chaîne de lecture

Après collecte, le signal est acheminé en dehors du cryostat pour être traité dans un premier temps par l'électronique frontale située dans des châssis répartis sur la circonférence de chacun des demi-tonneaux et bouchons du calorimètre. Dans un second temps, le signal est transmis par 70 mètres de câbles optiques à l'électronique arrière située dans la caverne de service. L'architecture de l'électronique de lecture est schématisée figure 2.2 et décrite dans ce qui suit.

2.1.2.1 Électronique frontale

La connexion de l'électronique froide à l'électronique frontale [72] est réalisée par les traversées du cryostat, une traversée reliant les voies d'électronique en provenance des cartes mère aux composants électroniques d'un demi châssis. Le calorimètre est ainsi équipé de 58 châssis rassemblant pour la lecture, la calibration et le contrôle de chacune des cellules, les cartes d'électronique suivantes :

- les **cartes de calibration** décrites plus en détails dans la section 2.2.1 permettent de produire les signaux destinés à la calibration de la chaîne de lecture ;
- les **cartes d'électronique frontales** (*Front End Boards* dénotées FEB) effectuent toute la partie du traitement du signal allant de l'amplification à la transmission du signal échantillonné et numérisé à l'électronique arrière. Elles réalisent aussi une première étape de sommation du signal destinée à la construction des tours de déclenchement ;
- les **cartes de construction des tours de déclenchement** (*Tower Builder Boards*, dénotées TBB) finalisent la sommation des signaux de déclenchement pour transmission au système de niveau 1 ;
- les **cartes de contrôle** permettent la communication avec l'ensemble de l'électronique frontale, distribuant notamment le signal d'horloge du LHC et la réponse du système de déclenchement de niveau 1 ;
- les **cartes de surveillance** non représentées figure 2.2 permettent la lecture des différents systèmes (sondes, ...) rendant compte de l'état de fonctionnement du calorimètre à argon liquide.

Parmi ces cartes, le traitement du signal est principalement le fait des 1524 cartes d'électronique frontales, chaque carte traitant 128 canaux d'électroniques. Pour chacun de ces canaux, elles réalisent l'amplification, la mise en forme, la conservation et l'échantillonnage du signal pendant l'attente de la décision de déclenchement de niveau 1 avant la conversion analogique-numérique et la transmission via des fibres optiques à l'électronique arrière. Elles assurent par ailleurs la sommation des voies par couche du détecteur pour la constitution des tours

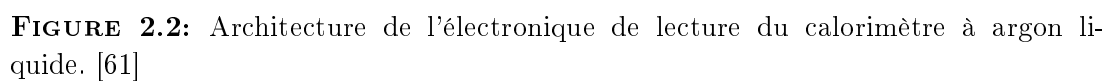


FIGURE 2.2: Architecture de l'électronique de lecture du calorimètre à argon liquide. [61]

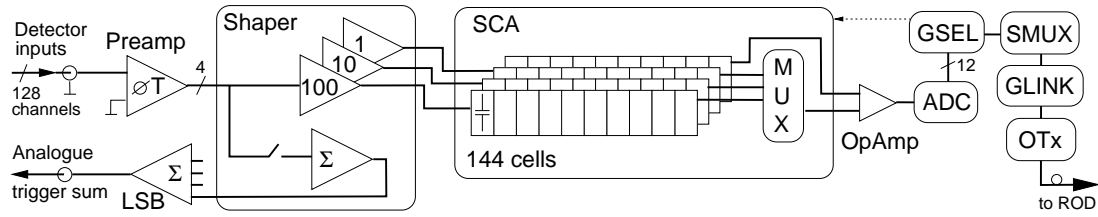


FIGURE 2.3: Architecture d'une carte d'électronique frontale (*Front End Board*) pour quatre des 128 canaux de lecture. [72]

de déclenchement décrites plus en détails section 4.1.1. L'architecture d'une carte d'électronique frontale pour le traitement de quatre des 128 canaux est schématisée figure 2.3.

Le signal subit une première amplification réalisée par des pré-amplificateurs¹ afin de passer au dessus du niveau de bruit induit par les composants de la chaîne de lecture situés en aval. Ces pré-amplificateurs sont placés au plus proche du cryostat afin de limiter les possibilités d'injection de bruit. Le bruit électronique final est alors dominé par la contribution de ces pré-amplificateurs, de l'ordre de 10 à 30 MeV après reconstruction de l'énergie pour la partie électromagnétique du calorimètre. Chacun de ces pré-amplificateurs traite quatre canaux de lecture et fournit un signal amplifié directement proportionnel au courant d'entrée résultant de la collecte des électrons par les électrodes.

Ce signal amplifié est ensuite mis en forme par l'application d'un filtre $CR - (RC)^2$ au niveau des formeurs (*shapers*). La différenciation (CR) permet de passer du signal de temps de dérive d'environ 450 ns à une constante de temps τ de 13 ns représentant un compromis entre la contribution du bruit d'empilement augmentant et le bruit électronique diminuant pour une mise en forme plus lente (τ grand). La double intégration (RC^2) permet quant à elle de réduire la bande passante afin de minimiser le bruit. Le signal résultant de cette mise en forme pour un signal d'entrée triangulaire de 450 ns est illustré figure 2.4. Le pic du signal mis en forme est alors localisé à 35-40 ns du début de la montée du signal. Afin de permettre par la suite l'utilisation de convertisseurs analogique-numérique commerciaux à 12 bits pour couvrir la gamme d'énergie initiale s'étendant sur 16 bits, les formeurs possèdent trois sorties réalisant une amplification supplémentaire avec des rapports d'amplification d'environ 10 entre chacun des gains faible ($gain = 0.8$), moyen ($gain = 8.4$) et élevé ($gain = 82$). Une quatrième sortie non connectée à un quelconque signal d'entrée permet par ailleurs de fournir une référence de bruit injecté au niveau des formeurs pour la suite du traitement du signal. Chaque formeur réalise la mise en forme de quatre canaux de lecture et possède un mixeur permettant, parallèlement au traitement individuel, la som-

1. Dans le cas des bouchons hadroniques, ces pré-amplificateurs font partie de l'électronique froide située à l'intérieur des cryostats.

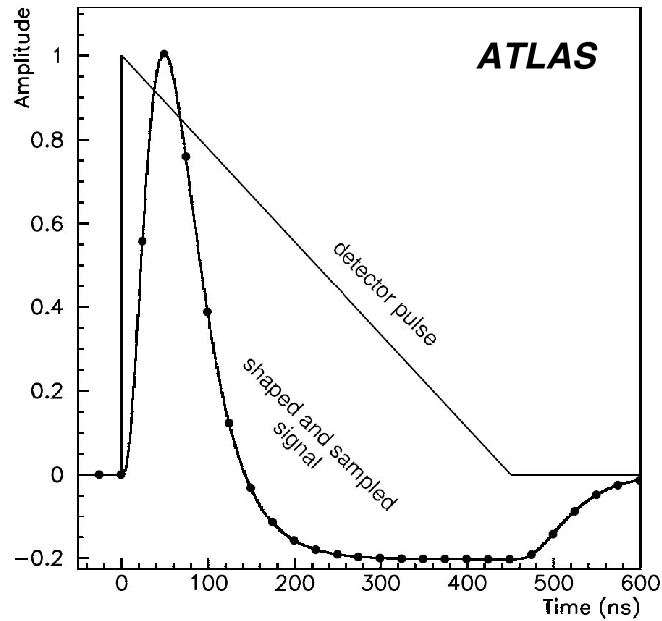


FIGURE 2.4: Forme du signal avant et après mise en forme. Les points représentent l'échantillonnage à 40 MHz réalisé par les mémoires analogiques (*SCA*). [73]

mation et la mise en forme de quatre cellules préalables à la constitution des tours de déclenchement de niveau 1.

A la sortie des formeurs, le signal est échantillonné toutes les 25 ns et conservé dans des mémoires analogiques (*Switch Capacitor Array* dénotés *SCA*) composées d'une matrice de 144 cellules correspondant à une profondeur de 3.6 μ s. Elles permettent ainsi la conservation des signaux en attente de la décision de déclenchement de niveau 1 dont le temps de latence est au maximum de 2.5 μ s. L'échantillonnage est réalisé de telle sorte que l'un des échantillons soit placé au plus proche du pic du signal avec une précision de l'ordre de la nanoseconde. Chaque des sorties des formeurs est connectée à une mémoire analogique de sorte que la lecture d'un canal nécessite quatre mémoires : une pour chacun des gains faible, moyen, élevé et une pour la lecture de la sortie servant de référence de bruit. A la réception du signal d'acceptation de niveau 1, l'ensemble des échantillons correspondant à la différence entre le signal conservé dans les mémoires analogiques pour chaque gain et le signal de la mémoire de référence est transmis à un convertisseur analogique numérique 12 bits. Fixé à cinq ou sept échantillons lors de la prise de données de collisions², le nombre d'échantillons transmis représente un compromis entre la réduction du bruit et la taille du flot de données à traiter. Dans la même optique de réduction du flot de données à la sortie de l'électronique frontale, la puce de sélection de gain (*GSEL*) permet de ne trans-

2. Les cartes d'électronique frontales permettent de transmettre selon leur configuration 5, 7, 16 ou 32 échantillons.

féer que le signal correspondant au gain le plus adapté. Ceci est réalisé par une première lecture et numérisation de l'échantillon en gain moyen correspondant au pic du signal dont la valeur est comparée à deux valeurs seuils ajustables définissant le gain le plus approprié. Les échantillons correspondant au gain optimal sont alors numérisés pour être transmis par fibre optique à l'électronique arrière (*Optical Transmitter* dénotés OTx).

2.1.2.2 Électronique arrière

L'électronique arrière [74] est composée de trois systèmes principaux : les pilotes de lecture (*ReadOut Drivers*, dénotés ROD), le système de contrôle du temps et du déclenchement (*Trigger and Timing Control*, dénoté TTC) et le récepteur du déclenchement de niveau 1. Ce dernier prend et communique la décision de déclenchement de niveau 1 au système de déclenchement centralisé d'ATLAS. Le système de contrôle du temps et du déclenchement réalise quant à lui la communication avec l'électronique frontale et arrière pour la distribution des signaux d'horloge et de déclenchement.

La majeure partie du traitement du signal effectuée par l'électronique arrière est concentrée au niveau des pilotes de lecture. Ceux-ci reçoivent les signaux numérisés via les fibres optiques, en vérifient l'intégrité et en réalisent la transformation pour transmission au système d'acquisition centralisé d'ATLAS (DAQ). Le coeur du traitement réalisé consiste en la conversion par des processeurs de signaux numériques (*Digital Signal Processors*, dénotés DSP) d'un signal échantillonné dont l'amplitude en sortie des convertisseurs analogique numérique est exprimée en terme de coups ADC en une énergie associée à chaque cellule du calorimètre.

Cette conversion est réalisée par extraction de l'amplitude du signal au pic par la méthode de filtrage optimum décrite dans la référence [75]. Le signal en coups ADC est ensuite converti en énergie (cf. 2.1.3) et transféré au système d'acquisition.

2.1.3 Reconstruction de l'énergie

L'extraction de l'amplitude du signal associé à une cellule du calorimètre par la méthode de filtrage optimum [75] consiste en l'application d'une somme pondérée sur les n échantillons s_i du signal permettant la détermination de l'amplitude au pic A_{pic} . Dans le même temps, elle permet de déterminer le décalage en temps τ existant entre le signal d'ionisation recueilli et un signal de référence. On a ainsi :

$$A_{pic} = \sum_{i=0}^n a_i(s_i - p) ; \tau = \frac{1}{A_{pic}} \sum_{i=0}^n b_i(s_i - p) , \quad (2.2)$$

où le terme p est la valeur du piédestal de la voie d'électronique considérée pour un gain donné, i.e. la valeur du signal de sortie du convertisseur en coups ADC

en l'absence de signal d'entrée, et a_i , b_i sont les coefficients de filtrage optimum extraits de la procédure d'étalonnage du calorimètre décrite section 2.2.2. Le signal de référence considéré est de la forme :

$$S(t) = A_{pic} \cdot (g(t) - \tau g'(t) + n(t)) , \quad (2.3)$$

où $g(t)$ est la forme normalisée du signal d'ionisation et $g'(t)$ sa dérivée. Celles-ci sont déterminés à partir de la forme des signaux de calibration. $n(t)$, qui représente la composante de bruit, est aussi tiré de la calibration grâce à la détermination de la matrice d'autocorrélation du bruit. La connaissance du signal attendu permet par ailleurs de caractériser l'adéquation entre le signal échantillonné et la forme du signal de référence par le calcul du facteur de qualité Q défini comme :

$$Q = \sum_{i=0}^n (s_i - p - A_{pic} \times (g_i - \tau g'_i))^2 . \quad (2.4)$$

La conversion de la mesure de l'amplitude d'un nombre de coups ADC à l'énergie initialement déposée dans la cellule est réalisée conjointement en prenant en compte les caractéristiques de la chaîne de lecture et d'étalonnage suivant la formule suivante :

$$E = F_{DAC \rightarrow \mu A} \times F_{\mu A \rightarrow MeV} \times \frac{M_{cali}}{M_{phys}} \times \sum_{j=(0,1)}^{N_{ramp}} R_j [A_{pic}]^j . \quad (2.5)$$

Le terme $\frac{M_{cali}}{M_{phys}}$ permet à un courant d'injection donné de tenir compte de la différence existant entre l'amplitude du signal de calibration et du signal physique. Il est déterminé à l'aide des données d'étalonnage et de la prédiction du signal physique [76]. Le terme $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ permet la conversion entre la valeur d'injection du signal lors de la calibration et la valeur de courant (en μA) correspondante. Il dépend entièrement des caractéristiques de la chaîne de calibration. Le terme $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ assure la conversion entre courant et énergie et a été déterminé à partir des tests en faisceau et de la simulation Monte Carlo du calorimètre sous Geant4. Enfin les facteurs R_i sont les coefficients polynomiaux de rampe établissant la correspondance entre la valeur de courant injecté lors de la calibration et l'amplitude au pic. Caractéristiques du gain de l'électronique, ils sont extraits des données de calibration pour chacune des trois amplifications réalisées en sortie des formeurs : faible, moyenne et élevée.

2.2 Qualification de la réponse de l'électronique lors de l'opération du détecteur

La prise régulière de données de calibration lors de la période d'opération du calorimètre permet la détermination des constantes d'étalonnage mentionnées

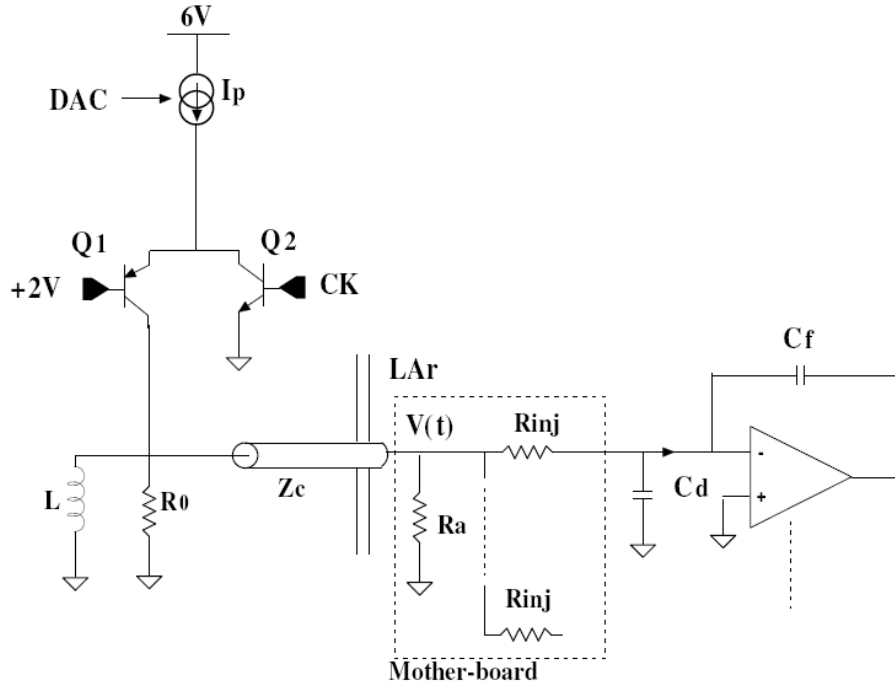


FIGURE 2.5: Architecture de la chaîne d'étalonnage. La génération du signal d'étalonnage (à gauche) est réalisée par les carte de calibration installée dans les châssis frontaux. Le signal est ensuite injecté au niveau des cartes mères (*Mother-board*) situées dans le cryostat. [72]

section 2.1.3 ainsi que l'observation de leur évolution au cours du temps. La maîtrise de ces constantes est cruciale pour la mesure d'énergie, notamment aux hautes énergies où la résolution du calorimètre est dominée par le terme constant (cf. section 1.4.2) pour lequel la contribution de l'électronique doit rester limitée à 0.25% [73].

De plus, ces données d'étalonnage permettent de mettre en évidence des comportements pathologiques associés à certaines voies de lecture. Deux pathologies particulières sont discutées plus en détails section 2.3.

2.2.1 Chaîne d'étalonnage

Une partie de la détermination des constantes d'étalonnage nécessite de pouvoir injecter un signal de calibration contrôlé précisément et dont la forme s'approche le plus possible du signal physique au plus proche du point de collecte du signal d'ionisation. Ceci est réalisé via la chaîne d'étalonnage présentée figure 2.5. Celle-ci présente la particularité de ne comporter aucun composant actif à l'intérieur du cryostat afin d'en limiter l'exposition aux radiations, ces composants étant localisés sur les cartes de calibration. Chaque carte de calibration permet de construire, pour un ensemble de 128 canaux, un signal contrôlé via un conver-

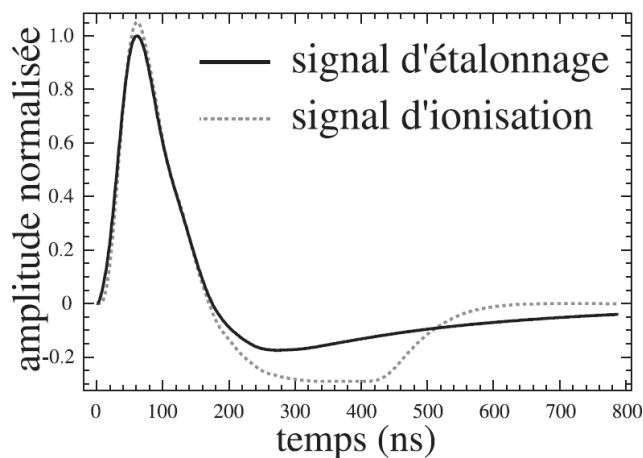


FIGURE 2.6: Comparaison des signaux d'étalonnage et d'ionisation après mise en forme (amplitude arbitraire). [64]

tisseur numérique-analogique (*Digital to Analog Converter* DAC) couvrant une gamme dynamique de 16 bits. Lorsque la commande d'injection du signal est transmise au transistor Q_2 , le transistor Q_1 est alors fermé et l'énergie magnétique conservée dans l'inductance L est alors transférée à la résistance R_0 et au câble d'impédance Z_C fixée à la valeur de la résistance R_0 . Ceci produit un signal rapide avec une décroissance exponentielle qui est ensuite injecté pour chaque cellule au niveau des cartes mères par les résistances R_{inj} . Une description plus détaillée pourra être trouvée en référence [77]. La comparaison entre le signal d'étalonnage généré et le signal physique après mise en forme est présentée figure 2.6. La différence d'amplitude au pic observée est à l'origine du facteur de correction $\frac{M_{cali}}{M_{phys}}$ introduit section 2.1.3 permettant de prendre en compte les points d'injection différents et la différence entre le signal triangulaire d'ionisation et le signal exponentiel de calibration.

2.2.2 Détermination des constantes d'étalonnage

Pour réaliser l'intégralité de la procédure d'étalonnage du calorimètre trois prises de données spécifiques sont réalisées à intervalles réguliers pendant la période d'opération. Les données de piédestaux et de rampe sont prises quotidiennement alors que les données retardées sont collectées et analysées chaque semaine. Ces données permettent d'extraire les constantes de calibration propres à chaque canal pour chacun des trois gains de l'électronique. Lors de l'étalonnage, ces gains sont imposés de sorte que la procédure de choix du gain décrite plus tôt n'est pas appliquée.

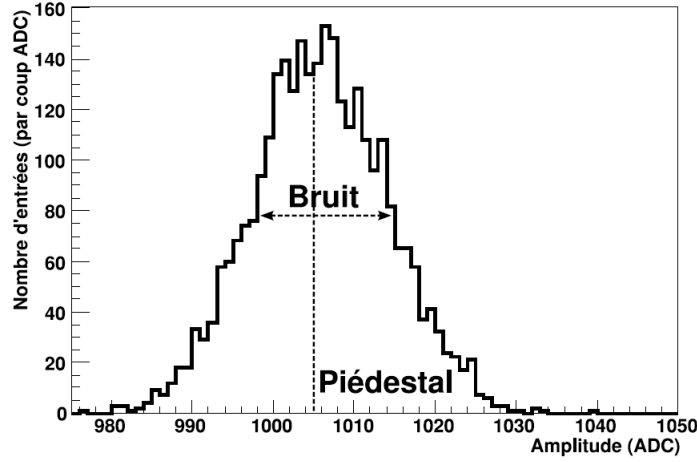


FIGURE 2.7: Distribution issue des données de piédestaux de la valeur du signal de sortie pour le premier échantillon d'une cellule pour 3000 acquisitions. Sont illustrés le bruit et la valeur de piédestal extraits pour la cellule considérée. [64]

2.2.2.1 Données de piédestaux

Les données de piédestaux sont collectées en enregistrant le signal de sortie en l'absence de signal d'entrée sur un ensemble d'environ 3000 acquisitions pour chacune des trois valeurs d'amplification en sortie des formeurs. Pour ces acquisitions, cinq échantillons sont transmis sans application de la méthode de filtrage optimum au niveau des processeurs de signaux numérisés (DSP). Les 3000 acquisitions permettent d'assurer que chaque compartiment des mémoires analogiques est lu plusieurs fois. La valeur du piédestal pour chaque voie est alors définie comme la moyenne des échantillons enregistrés. Cette moyenne est réalisée par les processeurs de signaux numérisés indépendamment de la position de l'échantillon dans la mémoire analogique. La dispersion des échantillons permet d'évaluer le bruit électronique pour chaque cellule et chaque gain. Le résultat de ces prises de données pour une cellule est illustré figure 2.7, où l'on constate que la valeur typique de piédestal est de l'ordre de 1000 coups ADC. Cette valeur est due à l'application d'un décalage avant numérisation destiné à permettre l'enregistrement du lobe négatif du signal visible figure 2.4. Le bruit électronique est, quant à lui, typiquement compris entre 3.5 et 10 coups ADC.

Additionnellement, les données de piédestaux permettent la détermination pour chaque cellule de la matrice d'autocorrélation du bruit quantifiant la corrélation entre deux échantillons d'une même acquisition. Elle est définie comme la valeur moyenne du produit de deux échantillons tels que :

$$V_{ij} = \langle s_i \times s_j \rangle , \quad (2.6)$$

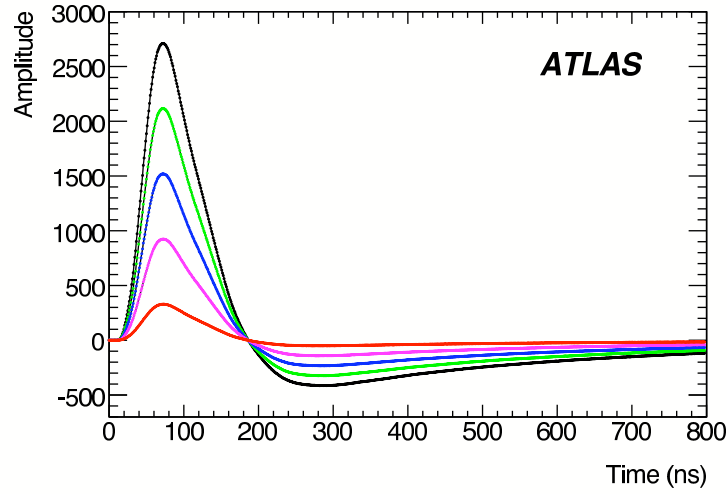


FIGURE 2.8: Forme du signal en coups ADC après soustraction du piédestal pour une cellule caractéristique de la partie tonneau du calorimètre, pour différentes valeurs de courant d’injection lors de prises de données retardées. [65]

où s_i et s_j représente les valeurs de signal en coups ADC après soustraction de la valeur de piédestal pour les échantillons i et j , et où la moyenne est réalisée au niveau des DSP sur l’ensemble des 3000 acquisitions.

2.2.2.2 Données retardées

Les données retardées sont prises à injection de signal constante en imposant un retard entre le temps d’injection contrôlé au niveau de la carte de calibration et le temps d’acquisition fixé par la distribution de l’horloge à 40 MHz au niveau de la carte d’électronique frontale. La conception des cartes de calibration permet l’introduction d’un retard par pas de 1.04 ns de telle sorte qu’en incrémentant le retard pour 24 mesures, il est possible d’obtenir un échantillonnage effectif du signal de 1.04 ns. Ceci est réalisé sur 100 mesures pour chaque valeur de retard introduit pour cinq échantillons. La moyenne et la dispersion de ces mesures est calculée au niveau des DSP sans application de la méthode de filtrage optimum.

Les données retardées permettent d’accéder à la forme du signal comme illustré figure 2.8 et de déterminer notamment les facteurs g_i et g'_i , forme du signal et de sa dérivée temporelle. En considérant un modèle de signal :

$$s_i = A_{pic} \times (g_i - \tau g'_i + n_i) , \quad (2.7)$$

où n_i est le bruit dérivé de la matrice d’autocorrelation. Il est alors possible d’extraire les coefficients de filtrage optimum tels que définis dans l’équation 2.4. [75, 76]

2.2.2.3 Données de rampe

Les données de rampe consistent en l'acquisition, pour différentes valeurs de courant d'injection, du signal (en coups ADC) après application de la méthode de filtrage optimum. Les moyennes de 100 mesures sont réalisées au niveau du DSP pour chaque valeur de courant d'injection et permettent pour chacune des trois valeurs d'amplification possibles d'établir la correspondance entre la valeur d'injection et la valeur extraite par la méthode de filtrage optimum caractéristique du gain de l'électronique. La relation alors existante entre la valeur de DAC et l'amplitude au pic A_{pic} est du type :

$$DAC = R_0 + R_1 A_{pic} , \quad (2.8)$$

où R_0 et R_1 sont les coefficients de rampe décrits section 2.1.3. Ces données permettent aussi d'extraire un coefficient de second ordre associé au carré de l'amplitude. Celui-ci est utile en cas de réponse non linéaire de l'électronique, ce qui n'a pas été observé. Enfin le facteur R_0 n'est pas utilisé pour le gain élevé.

2.2.3 Canaux pathologiques

Outre la détermination des constantes d'étalonnage et la surveillance de leur évolution au cours du temps, la prise de données de calibration régulière permet de mettre en évidence une partie des pathologies liées à l'électronique de la chaîne de lecture. Ces pathologies font l'objet d'un référencement systématique et sont classées suivant le degré d'affectation de la chaîne de lecture et l'impact sur la prise de données physique. De manière complémentaire aux données de calibration, il est possible de détecter d'autres comportements pathologiques pendant la prise de données physique en enregistrant des données en dehors des croisements de faisceaux. Nous y reviendrons au chapitre 3.

Parmi les différentes pathologies référencées lors de la mise en service et de l'opération du calorimètre on distingue :

- des canaux dont la lecture a été rendue impossible par un problème situé à l'intérieur des cryostats et qui sont par conséquent considérés comme perdus ;
- des canaux dont la lecture est impossible du fait d'une défaillance de la chaîne de lecture et qui nécessitent un accès au détecteur pour être réparés ;
- des cellules pour lesquelles la ligne d'acheminement de la haute tension est victime d'un court-circuit ;
- des canaux dont le signal de calibration est sévèrement dégradé ou absent mais dont la lecture est possible pour la reconstruction des données. La calibration pour de tels canaux est effectuée à partir des valeurs moyennes des constantes d'étalonnage des voies situées dans la même région azimutale en s'appuyant sur l'invariance en Φ de la géométrie du détecteur ;
- des canaux pour lesquels l'électronique de lecture induit une forte distorsion de la forme du signal ;

- des canaux bruyants de manière continue ou sporadique (cf. chapitre 3) qui peuvent en fonction du facteur de qualité constaté être traités lors de la reconstruction des événements ;
- des canaux présentant une réponse instable dans le temps.

L'ensemble de ces pathologies après l'arrêt du LHC à l'hiver 2011-2012 et après maintenance ne résulte qu'en 0.06% de canaux non opérationnels disséminés parmi les 182468 voies de lecture du calorimètre. A l'énergie des cellules pour lesquelles le signal de sortie est dégradé ou absent est substituée l'énergie recalculée à partir des cellules voisines du même compartiment. Ces canaux ne représentent donc qu'un impact minime sur les performances du calorimètre.

2.3 Identification de pathologies associées aux mémoires analogiques SCA

Les modes d'extraction des constantes de calibration présentés précédemment supposent une relative uniformité de la réponse des mémoires analogiques décrites section 2.1.2.1, ainsi qu'une faible dépendance avec le mode d'opération du calorimètre : prises de données de calibration ou prises de données physiques.

Lors de la mise en service du calorimètre, un effort a été mené afin de vérifier l'intégrité et le comportement de ces mémoires et a permis la mise en évidence de deux pathologies les affectant.

Nous distinguerons par la suite les compartiments mémoires et les mémoires analogiques. Par compartiment mémoire on entend : un unique emplacement mémoire destiné à conserver la valeur d'un échantillon de signal. La matrice constituée des 144 emplacements mémoires en sortie d'un formeur est désignée dans ce qui suit par le terme mémoire analogique.

2.3.1 Contrôle de l'uniformité de la réponse des mémoires analogiques

L'extraction des piédestaux pour chaque canal est réalisée indépendamment du compartiment de la mémoire analogique dans lequel est conservé le signal. Ceci suppose une réponse uniforme au sein des 144 compartiments d'une même mémoire analogique. Testée lors de la conception des mémoires [78], l'uniformité de cette réponse a été à nouveau vérifiée après l'installation du calorimètre au sein du détecteur.

La réponse des mémoires est ici caractérisée par la mesure de la dispersion des lignes de base de chacun des 144 compartiments au sein d'une même mémoire. Les lignes de base ont été extraites à l'aide de prises de données déclenchées aléatoirement en s'assurant de bénéficier d'au moins 3000 événements pour chaque voie d'électronique, chaque gain et chaque compartiment mémoire. Les lignes

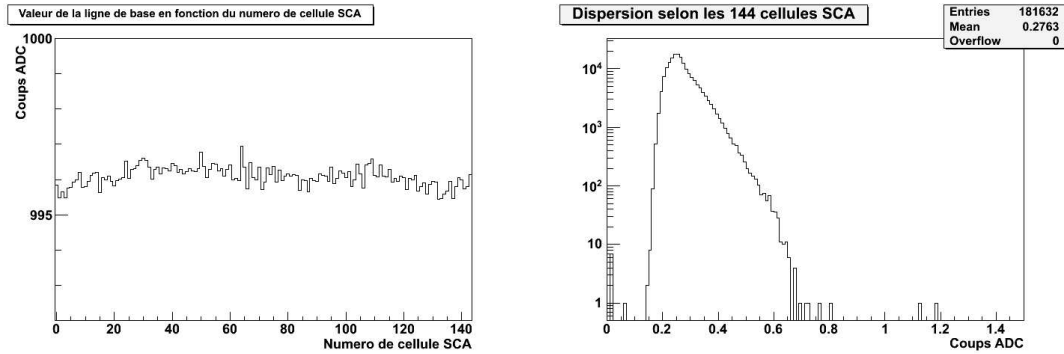


FIGURE 2.9: Valeurs de la ligne de base extraite pour chacun des 144 compartiments d’une mémoire analogique dans le cadre d’un comportement standard (gauche) et dispersion des lignes de base au sein des 144 compartiments d’une même mémoire pour l’ensemble des voies d’électronique du calorimètre (droite) en gain élevé.

de base extraites pour une mémoire présentant un comportement standard sont illustrées figure 2.9(a).

La distribution des dispersions sur l’ensemble du calorimètre est montrée figure 2.9(b) pour les mémoires correspondant au gain élevé. On observe que la majorité des canaux d’électronique présente une dispersion de l’ordre de 0.3 coups ADC, la quasi totalité présentant une dispersion inférieure à 0.8 coups ADC. Ces valeurs de dispersion restent faibles devant le bruit électronique qui est compris entre 3 et 10 coups ADC en gain haut selon le compartiment du calorimètre considéré. Enfin, deux canaux possédant une dispersion au delà de 1 coup ADC sont identifiés. L’un d’eux s’est révélé être une voie pour laquelle chacun des compartiments présente une déviation modérément élevée par rapport à la ligne de base moyenne. La dispersion élevée constatée pour le second canal est quant à elle le fait d’un unique compartiment présentant une ligne de base 12 coups ADC au delà de ligne de base observée par ailleurs. Ceci est illustré figure 2.10(a). L’uniformité du bruit électronique au sein des 144 compartiments mémoires pour ce canal (voir figure 2.10(b)) montre que le caractère gaussien du bruit n’est pas en cause.

Ce type de pathologie, observée pour un seul canal, constitue une affection mineure de l’électronique de lecture. Un décalage de la ligne de base est naturellement inclus dans la détermination du bruit électronique via la dispersion des valeurs de piédestaux. Ce décalage n’étant pas accompagné d’une augmentation du bruit pour le compartiment en question, aucun phénomène de saturation du signal n’est attendu pour cette cellule. Enfin, la lecture de ce compartiment concerne moins de 3% des événements lors de la prise de données physique pour laquelle cinq mesures ADC (échantillons) sont conservées pour chaque événement. Pour ces événements, le décalage de 12 coups ADC induit représente en

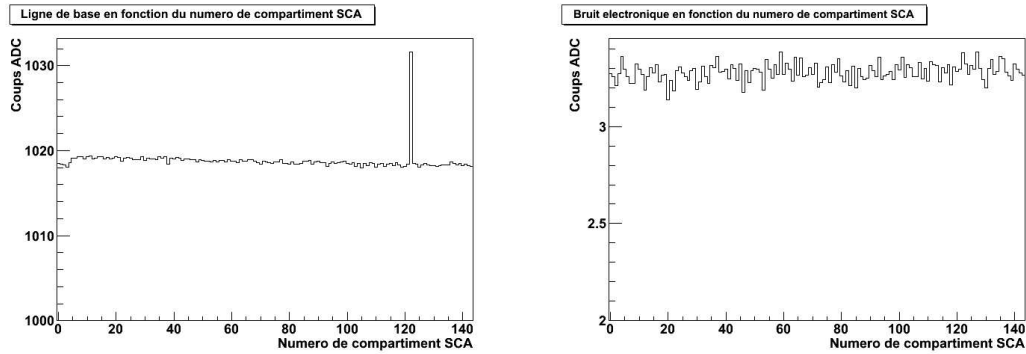


FIGURE 2.10: Valeurs des lignes de base des 144 compartiments d'une mémoire analogique présentant une dispersion de 1.2 coups ADC (gauche) et bruit électronique extrait pour chacun des compartiments de la même cellule (droite).

gain élevé au maximum 120 MeV après reconstruction du signal et peut être considéré comme négligeable.

2.3.2 Pathologie liée à la stratégie de choix du gain

2.3.2.1 Déviation de l'échantillon pic en gain libre

A l'inverse des prises de données de collision, lors de prises de données de calibration le gain appliqué au signal est imposé à l'électronique. Une configuration de lecture particulière a donc été adoptée afin de pouvoir vérifier la réponse de l'électronique et plus particulièrement des mémoires analogiques tout en conservant un mode de fonctionnement proche de celui déployé lors des collisions (gain libre).

Cette réponse a été caractérisée par la détermination de la dispersion des lignes de base au sein des sept échantillons numérisés à chaque événement pendant les prises de données de calibration. L'extraction de ces lignes de base est réalisée sur environ 3000 événements pour chaque canal, chaque compartiment mémoire et chaque gain en l'absence de signal.

La figure 2.11 présente les dispersions obtenues sur l'ensemble des canaux du calorimètre pour chacun des gains faible (2.11(a)), moyen (2.11(b)) et élevé (2.11(c)). On observe, quel soit le gain, une faible dispersion pour la plupart des canaux du calorimètre. Quinze, huit et cinq canaux présentent des valeurs de dispersion au delà de 0.8 coups ADC pour chacun des gains faible, moyen et élevé. L'examen de ces canaux montre une dispersion élevée attribuable à une déviation localisée au niveau du troisième échantillon de signal parmi les sept échantillons numérisés. Ceci est illustré figure 2.12 pour le canal présentant la déviation la plus élevée (80 coups ADC).

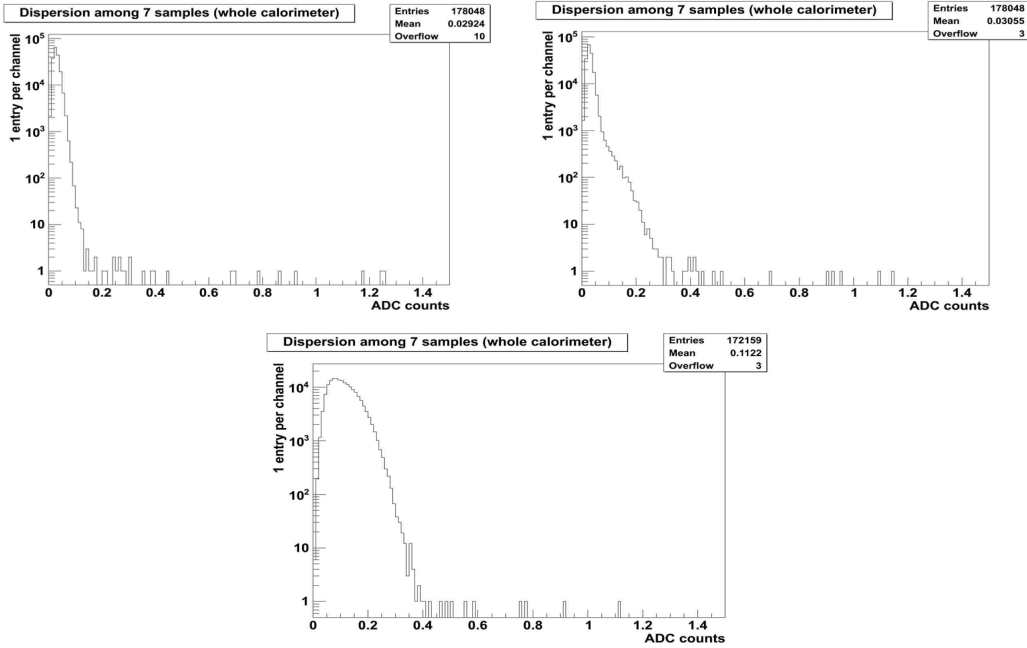


FIGURE 2.11: Dispersion de la ligne de base au sein des 7 échantillons numérisés lors de la lecture d’une mémoire analogique sur l’ensemble du calorimètre pour chacun des gains d’amplification en sortie des formeurs faible (haut à gauche), moyen (haut à droite) et élevé (bas).

Ces déviations ne sont pas observées dans les prises de données de calibration usuelles ce qui démontre une pathologie liée au mode de fonctionnement propre à la prise de données de collisions.

Pour mieux comprendre cette observation, revenons sur la procédure de choix du gain. Comme abordé section 2.1.2.1 lorsqu’il n’est pas imposé, le choix du gain est effectué par une première lecture du signal conservé dans l’une des mémoires analogiques. La mémoire analogique lue est celle pour laquelle l’amplification du signal a été réalisée suivant un gain moyen. Lors de cette lecture, seul l’échantillon correspondant au pic du signal est lu dans la mémoire. La valeur lue est ensuite comparée à deux valeurs seuils. Si elle est comprise entre ces deux valeurs seuil, l’ensemble des échantillons de cette même mémoire est alors lu. Si au contraire la valeur lue est inférieure (supérieure) à la valeur seuil la plus basse (haute) ce sont les échantillons conservés dans la mémoire analogique correspondant au gain haut (bas) qui sont lus. Ce mécanisme est illustré de manière schématique figure 2.13.

Dans notre cas, le fait que seul l’échantillon correspondant au pic du signal (troisième échantillon) soit affecté semble indiquer une pathologie propre à la procédure de choix du gain. Dans cette procédure, le compartiment mémoire correspondant au pic du signal peut être lu à deux reprises lorsque le gain moyen

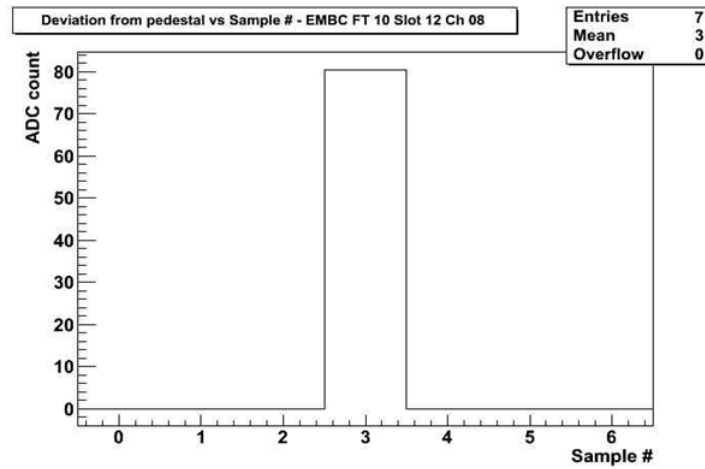


FIGURE 2.12: Déviation de la ligne de base d'un canal affecté par une dégradation de la valeur conservée dans la mémoire analogique pour le troisième échantillon au moment du choix du gain (gain faible).

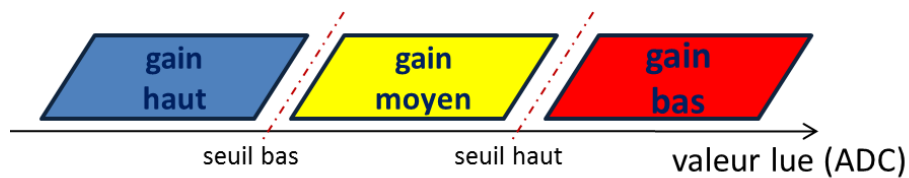


FIGURE 2.13: Gain sélectionné en fonction de la valeur de signal lue (en coups ADC) dans le compartiment mémoire correspondant à l'échantillon pic en gain moyen.

s'avère être le plus approprié à la lecture du signal. Enfin rappelons que, quel que soit le gain choisi, la lecture d'un compartiment mémoire s'accompagne de la lecture du compartiment correspondant dans une mémoire de référence. Cette mémoire est destinée à la soustraction du bruit sur la carte d'électronique. Le compartiment de cette mémoire est donc systématiquement lu deux fois. Par conséquent, l'observation de déviation dans l'ensemble des gains semble indiquer que cette pathologie affecte à minima le signal conservé dans la mémoire de référence. Néanmoins, dans l'hypothèse d'une dégradation directe de la valeur de signal conservée dans cette mémoire de référence, la déviation observée devrait affecter les trois valeurs de gain pour un même canal. Ceci n'est pas observé. Seuls trois canaux présentent une déviation commune aux trois gains. Par ailleurs des déviations visibles pour les gains élevé ou faible n'affectent pas le gain moyen et indiquent un effet plus subtil.

Au delà de la compréhension du mécanisme à l'oeuvre, nous nous sommes intéressés à la dépendance en énergie de cet effet afin de déterminer à la fois la validité de la procédure de qualification de ces défauts et le traitement à y apporter.

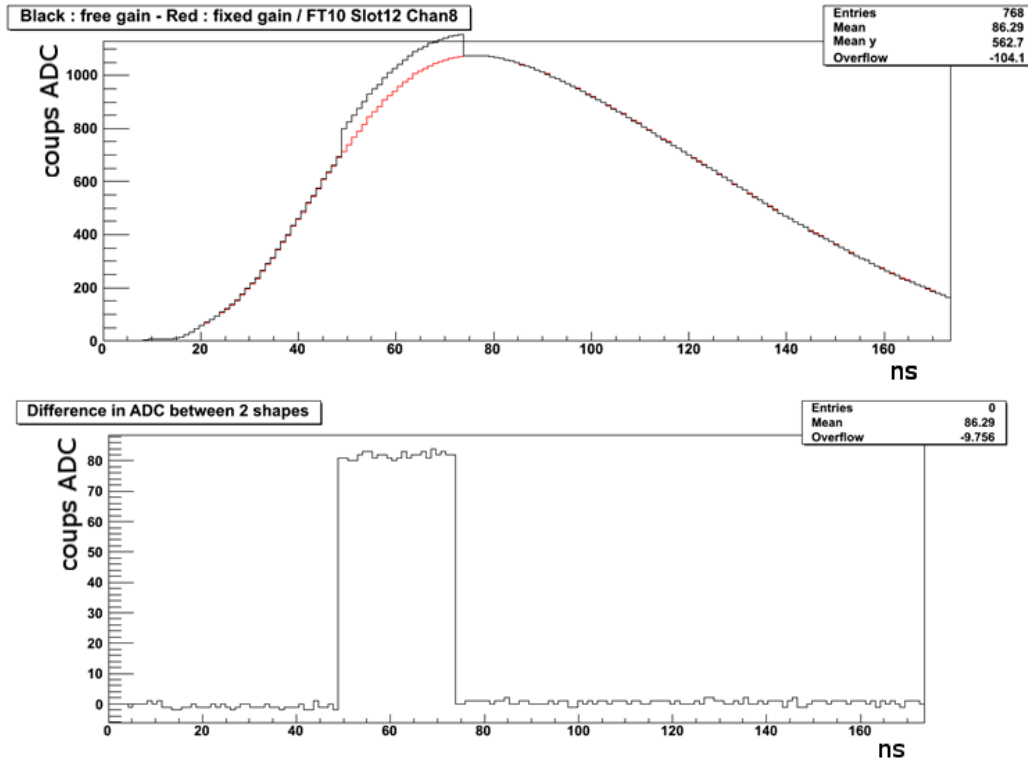


FIGURE 2.14: Étude des formes des signaux retardés pour un canal pathologique en gain fixe (courbe rouge) et en gain libre (courbe noire).

2.3.2.2 Dépendance en énergie

L'évaluation de la dépendance en énergie de cette pathologie a été réalisée à partir de prises de données retardées effectuées en gain libre. Pour chaque cellule et chaque gain, les formes du signal ainsi obtenues ont été comparées à celles issues d'une prise de données de calibration de référence en gain fixe. Cette comparaison permet d'identifier à nouveau les canaux déjà référencés lors de l'extraction de la ligne de base et est illustrée figure 2.14 pour le canal fortement déviant mentionné plus tôt. La soustraction du signal référence au signal distordu montre une déviation de l'ordre de 80 coups ADC d'amplitude identique à celle extraite en l'absence de signal d'entrée et par conséquent indépendante de l'amplitude du signal.

Ceci valide la procédure d'identification de ces pathologies à partir de la dispersion de la ligne de base au sein des sept échantillons de signal. Cette méthode est sensible à des déviations de la ligne de base de l'ordre du coup ADC. Les déviations plus faibles et par conséquent non identifiées peuvent être considérées comme négligeables car faible devant le bruit électronique et ne présentant pas de dépendance avec l'amplitude du signal. Parmi les vingt cinq canaux identifiés

plus tôt, vingt et un présentent une déviation de l'ordre du bruit électronique aux alentours de 10 coups ADC. Ceux-ci n'ont pas fait l'objet d'un traitement particulier. Seuls les quatre canaux en gain élevé dont la déviation n'est pas négligeable devant le bruit ont été exclus de la reconstruction des événements. L'énergie qui leur est associée est recalculée à partir des cellules voisines du même compartiment du calorimètre. Les performances du mécanisme de choix du gain sont donc validées et n'affectent pas les performances du calorimètre électromagnétique.

Conclusion

Depuis la mise en service du calorimètre, les prises de données de calibration ont permis de vérifier la stabilité de la réponse de son électronique de lecture. Au total, une très faible quantité (0.06%) des 182468 canaux de lecture ne permettent plus d'extraire directement le signal d'ionisation déposé dans une cellule. Ces cellules sont réparties sur l'ensemble du calorimètre et l'énergie qui leur est associée est récupérée à partir des informations des cellules adjacentes. Ainsi, aucun impact dommageable sur les performances du calorimètre n'est observé. L'étude spécifique de la réponse des mémoires analogiques ne vient pas ternir cette conclusion. Les deux pathologies mises en évidence présentent un impact négligeable sur les performances du calorimètre et seuls quatre canaux ont nécessité d'être traités.

Le contrôle de la réponse de l'électronique ne permet toutefois pas à lui seul d'assurer la qualité des informations recueillies par le calorimètre. Des phénomènes ponctuels peuvent dégrader ces informations et doivent être considérés. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

" - Les machines font de leur mieux. "
" - Ouais, mais c'est tout c'quelles peuvent
faire. Quand y a pépin, l'homme, lui, doit faire
plus que son mieux, sans ça il est foutu. "

Isaac Asimov, *Hérédité*

3

Etude des bouffées de bruit et qualité des données

Outre les pathologies permanentes de l'électronique de lecture, des pathologies ponctuelles peuvent entacher la qualité des données recueillies lors des collisions des faisceaux du LHC.

Lors de l'année 2011, différents problèmes rencontrés lors de l'opération du détecteur ont conduit à la perte d'une partie des données potentiellement utilisables par les analyses de physique. Dans le cas du calorimètre à argon liquide c'est ainsi 3.27% du temps de collecte pondéré par la luminosité qui a été exclu des analyses. Ceci pour préserver les objets reconstruits d'une dégradation éventuelle dont les deux principales causes sont l'apparition de bouffées de bruit cohérent (*noise bursts*) et des sautes dans l'alimentation haute tension des électrodes servant à la collecte du signal.

Ce chapitre présente l'étude des bouffées de bruit observées dès les prises de données effectuées à partir d'un déclenchement sur les uniques informations du calorimètre électromagnétique (auto-déclenchement) lors de sa mise en service et la stratégie appliquée afin d'en limiter l'impact sur la prise de données de collisions.

3.1 Recherche de déviations cohérentes

La prise de données en l'absence de signal par un déclenchement aléatoire permet de s'assurer du caractère gaussien du bruit des canaux de lecture du calorimètre. Ce bruit sera noté σ par la suite. Cependant, des déviations du piédestal

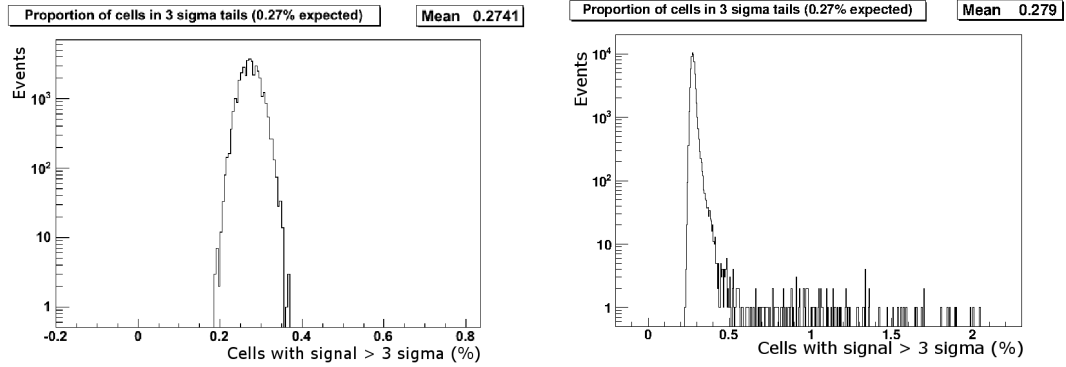


FIGURE 3.1: Taux de canaux dans les queues à 3σ par événement pour une prise de données en déclenchement aléatoire présentant le comportement attendu (gauche) et pour une prise de données auto-déclenchées au cours de laquelle des bouffées de bruit cohérent ont été observées (droite).

limitées dans le temps peuvent apparaître en dehors de ces prises de données. Dans ce cas, les cellules bruyantes ne sont pas identifiables via une valeur élevée du bruit caractérisé lors de la calibration. Ce comportement bruyant peut affecter une ou plusieurs cellules et susciter la formation d'amas électromagnétiques non imputables à un réel dépôt d'énergie. Il est donc nécessaire de s'assurer du comportement gaussien du bruit de l'électronique. Ceci a été réalisé en étudiant la réponse du calorimètre en l'absence de collisions lors de prises de données auto-déclenchées.

Lors de ces prises de données, il est possible de tester la nature gaussienne du bruit en examinant les cellules pour lesquelles sont extraites des valeurs de signal s'écartant fortement de la ligne de base. On s'intéresse ici particulièrement aux cellules pour lesquelles la valeur extraite dévie de la ligne de base de plus de trois fois le bruit (3σ). Ceci est réalisable indifféremment à partir de la valeur du signal en coups ADC lorsque la valeur de chacun des échantillons numérisés est accessible hors ligne ou bien à partir de l'énergie extraite par la méthode de filtrage optimal.

En supposant la nature gaussienne de la réponse de l'ensemble des cellules du calorimètre au sein d'un unique événement, il est possible d'identifier l'apparition de déviations affectant de manière cohérente une grande quantité de canaux. S'il n'existe aucune source cohérente de bruit, la quantité de canaux présents dans les queues à 3σ lors d'un même événement est attendue égale à 0.27%. Toute déviation anormalement élevée de cette valeur indiquerait une **bouffée de bruit cohérent** ou le passage d'un muon cosmique. Ceci est illustré figure 3.1 qui représente la distribution par événement du nombre de canaux présents dans les queues à 3σ sur l'ensemble du calorimètre. La figure de gauche illustre le comportement gaussien attendu du calorimètre pour une prise de données en déclenchement aléatoire. Sur la figure de droite, réalisée à partir d'une prise de

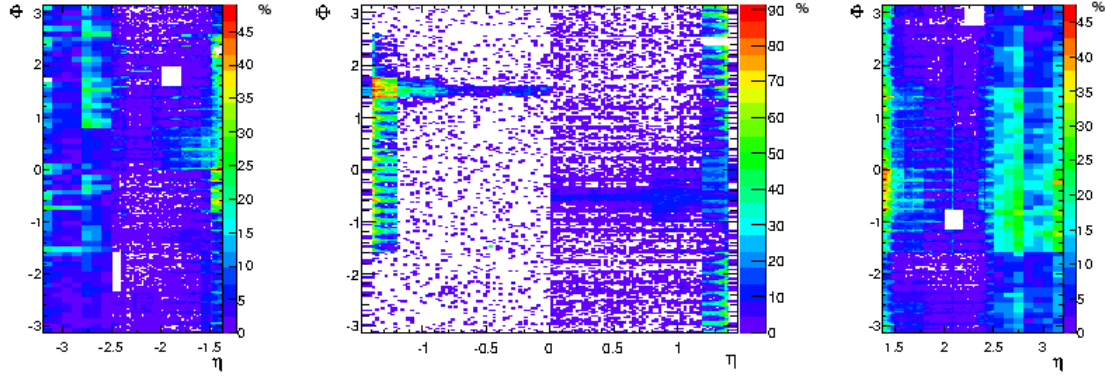


FIGURE 3.2: Pourcentage d'événements bruyants par partition ($Y_{3\sigma}$), suivant (η, Φ) , pour lesquels chaque cellule du **compartiment milieu** présente une déviation de la ligne de base de plus de 3σ .

données auto-déclenchées, on observe une déviation du comportement gaussien caractéristique soit de l'apparition de bruit cohérent, soit du passage d'un muon cosmique au sein du détecteur.

3.2 Caractérisation des bouffées de bruits lors de la mise en service du calorimètre

La caractérisation des déviations cohérentes observées dans le calorimètre dès sa mise en service a été effectuée à partir des prises de données auto-déclenchées effectuées en 2009. Cette caractérisation s'est attachée à l'identification d'une topologie récurrente des déviations afin d'en identifier une source potentielle.

Pour cela nous avons considéré uniquement les événements bruyants. Est défini comme bruyant, un événement pour lequel l'une des partitions du calorimètre présente un pourcentage de canaux dans les queues à 3σ au delà de 1% pour les partitions tonneaux EMBA et EMBC, bouchons électromagnétiques EMECA et EMECC et bouchons hadroniques HECA et HECC et au delà de 2% pour les calorimètres vers l'avant dénotés FCALA et FCALC. Cet estimateur du bruit cohérent est dénoté par la suite : $Y_{3\sigma}$.

3.2.1 Topologie

La topologie des déviations observées a été déterminée par partition en recherchant les cellules avec un signal au delà de 3σ dans chaque événement défini comme bruyant. Ceci a été répété pour différentes périodes de prise de données auto-déclenchées en s'assurant de la stabilité des conditions d'opération du détecteur (champs magnétiques allumés ou éteints, manutention du détecteur dans

la caverne, conditions de haute tension appliquée aux électrodes ...) et permet de mettre en évidence une topologie récurrente.

Cette topologie caractéristique est visible figure 3.2 pour l'une de ces prises de données au cours de laquelle 98 événements ont été affectés par des déviations cohérentes de la ligne de base dont 40 pour chacun des deux bouchons électromagnétiques et respectivement 13 et 5 pour chacun des côtés A et C du tonneau¹. Les bouchons hadroniques et le calorimètre vers l'avant sont pour leur part peu ou pas affectés par ces déviations. Sur cette figure est représenté, suivant les coordonnées (η, Φ) , le taux d'événements bruyants pour lesquels chaque cellule du compartiment milieu présente une valeur de signal déviant de plus de 3σ de la ligne de base. Les pourcentages sont normalisés au nombre d'événements apparaissant comme bruyants dans une partition donnée.

On constate d'emblée une topologie qui exclut l'hypothèse d'un signal en provenance de muons cosmiques où l'on s'attendrait à une accumulation d'événements dans le plan vertical ($\Phi = \pm\pi/2$) en corrélation avec l'emplacement des puits d'accès à la caverne ($\eta = -0.6$ et $\eta = -0.8$). Par ailleurs, il n'existe pas de coïncidence entre les événements bruyants de chaque partition. Un dénominateur commun est néanmoins observable du fait de la localisation des bouffées de bruit aux bordures des cryostats dans les bouchons et le tonneau électromagnétique, principalement au niveau des zones entre tonneau et bouchons par lesquelles passent les câbles de service. Ces couronnes de bruit sont observables dans les compartiments arrière (figure 3.3) et milieu pour la partie tonneau et dans les compartiments milieu et avant pour les bouchons électromagnétiques (figure 3.4). Il est intéressant de noter que, pour le compartiment milieu, le faible bruit constaté dans les cellules du tonneau dans la région $1.4 < |\eta| < 1.475$ n'indique pas que le bruit est localisé en retrait de la bordure du cryostat. En effet les cellules de la région $1.325 < |\eta| < 1.4$ sont en fait, par la conception des électrodes, celles qui présentent le plus de surface en contact avec la bordure du cryostat. Notons enfin que le pré-échantillonneur qui est isolé des trois autres compartiments est quant à lui très peu affecté par la propagation de ce bruit comme le montre la figure 3.5.

L'examen des couronnes de bruit dans chaque partition permet d'identifier différents points chauds. Ainsi un point est particulièrement visible pour le tonneau côté C à $\Phi \sim 1.5$. La topologie observée dans le compartiment avant indique quant à elle deux régions dans le bouchon électromagnétique côté C à $\Phi \sim 2.3$ et $\Phi \sim 0$ où pourraient être initiées les bouffées de bruit affectant la région de la roue externe du bouchon aux pseudo-rapidités : $-1.5 < \eta < -1.375$. La structure relevée dans le compartiment avant indique de la même manière un point particulièrement bruyant pour la couronne de bruit de la roue externe du bouchon coté A à $\Phi \sim 0$.

1. Côtés A et C désignent respectivement les régions aux pseudo-rapidités positives et négatives.

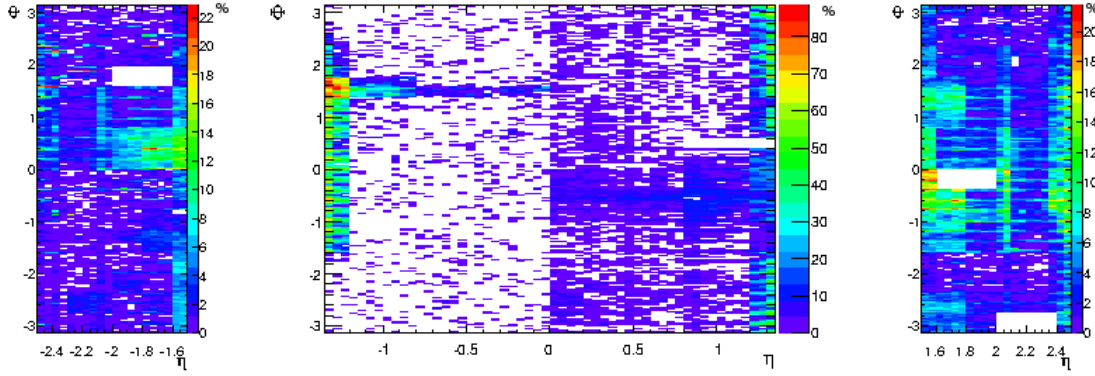


FIGURE 3.3: Pourcentage d'événements bruyants par partition ($Y_{3\sigma}$), suivant (η, Φ) , pour lesquels chaque cellule du **compartiment arrière** présente une déviation de la ligne de base de plus de 3σ .

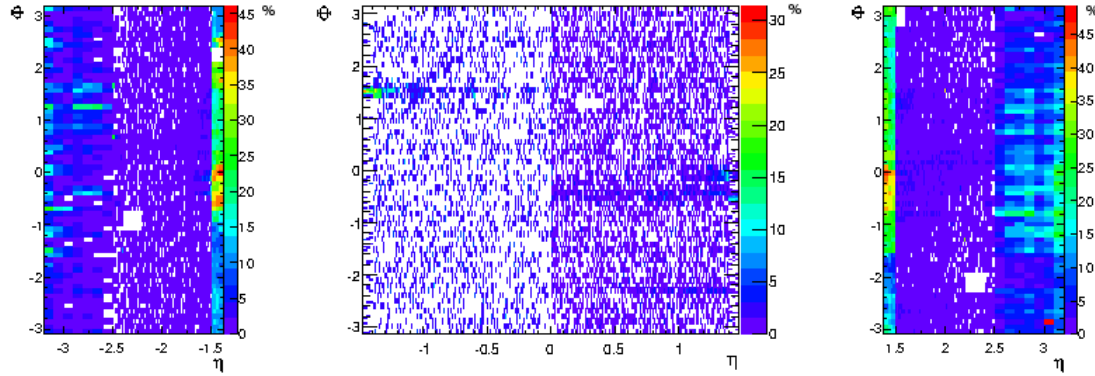


FIGURE 3.4: Pourcentage d'événements bruyants par partition ($Y_{3\sigma}$), suivant (η, Φ) , pour lesquels chaque cellule du **compartiment avant** présente une déviation de la ligne de base de plus de 3σ .

La projection suivant l'angle azimutal Φ du pourcentage moyen d'événements pour lesquels les cellules localisées dans les couronnes de bruit du tonneau sont identifiées comme bruyantes permet de mettre en évidence un motif particulier de bruit (voir figure 3.6). On identifie ici une structure répétée toutes les huit cellules soit $\Delta\Phi = 0.2$ qui correspond à la fois à la segmentation de l'acheminement de la haute tension sur les électrodes [79] et à la région connectée à une carte mère. En rapprochant ce motif du fait que les compartiments arrière et milieu sont les plus affectés dans le cas du tonneau, il est possible d'envisager une injection ou un rayonnement du bruit via les câbles d'alimentation haute tension, ceux-ci n'étant pas blindés à l'intérieur du cryostat. La non observation de corrélation entre les événements bruyants des deux parties du tonneau ne contredit en rien cette hypothèse dans la mesure où ils sont électriquement indépendants.

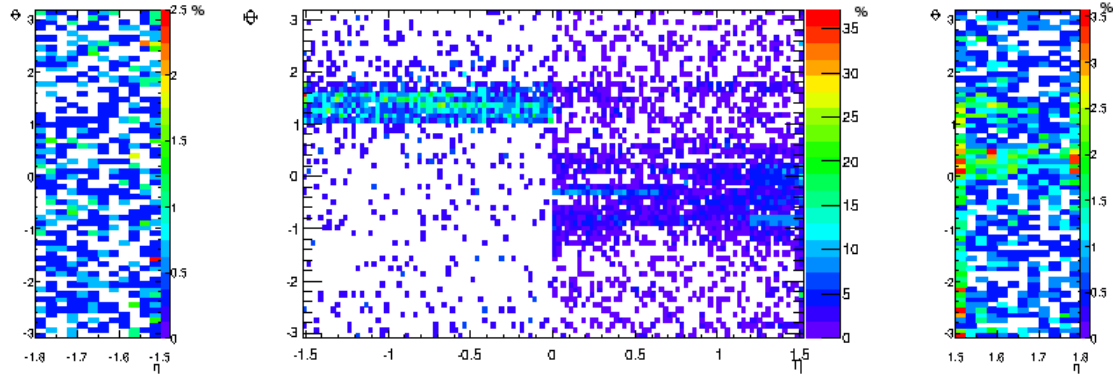


FIGURE 3.5: Pourcentage d'événements bruyants par partition ($Y_{3\sigma}$), suivant (η, Φ) , pour lesquels chaque cellule du **pré-échantillonneur** présente une déviation de la ligne de base de plus de 3σ .

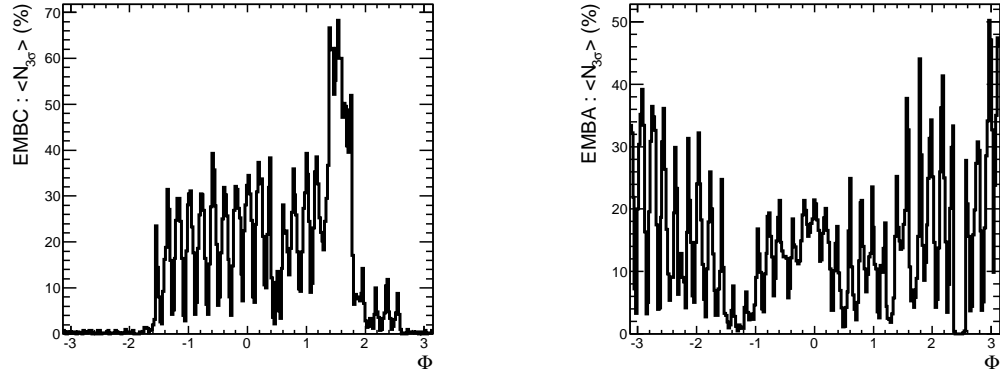


FIGURE 3.6: Nombre moyen de cellules du **compartiment milieu** présentant une déviation de plus de 3σ de la ligne de base dans les couronnes de bruit du tonneau selon l'angle azimutal Φ (gauche : côté C, droite : côté A).

3.2.2 Corrélation avec les conditions d'opération de la haute tension

Lors de la période d'arrêt prolongé du LHC à l'hiver 2009, une série de mesures du bruit cohérent sur de longs temps d'acquisition a été effectuée en variant les conditions d'opération de la haute tension appliquée aux électrodes du calorimètre. Cette "chasse aux bouffées de bruit" a permis de vérifier l'hypothèse d'une injection de bruit par la haute tension (HV par la suite).

Onze périodes ont ainsi été considérées au cours desquelles les conditions HV ont été modifiées suivant deux approches. Une première approche a consisté à agir sur les lignes HV déjà connues. Parmi celles-ci on retrouve principalement des lignes avec des instabilités dans le courant délivré. De telles instabilités peuvent être à l'origine d'une injection de bruit. Ainsi une partie des lignes pour lesquelles

Période	Durée	Changements dans les conditions d'opération	taux de bouffées de bruit	
			EMBA	EMBC
#0	14h20min	HV éteinte	0/h	0/h
#1	13h54min	HV nominale	4.2/h	3.2/h
<i>Action sur les canaux hôpitaux</i>				
#2	33h36min	HV éteinte pour une ligne hôpital (EMBA)	2.2/h	0.6/h
#3	10h42min	HV éteinte pour tous les canaux hôpitaux	1.8/h	0.1/h
<i>Action sur les canaux dans les zones de bouffées de bruit</i>				
#4	30h36min	- HV éteinte pour quatre lignes HV à courant élevé (EMBA) - HV réduite (-200V) pour deux lignes dans la région $\Phi \sim 1.5$ (EMBC)	1.4/h	0/h
#5 à 7	29h00min	HV réduite (-1000V) pour deux lignes associées à des canaux bruyants (EMBA)	0.7/h	0.1/h
#8 à 9	22h42min	HV nominale pour les canaux hôpitaux	1.6/h	0.1/h
#10	68h36min	HV nominale	1.2/h	0.1/h

TABLE 3.1: Taux horaire d'événements affectés par des bouffées de bruit en fonction des conditions d'opération de la haute tension pour la partie tonneau du calorimètre.

une action a été menée avaient déjà fait l'objet d'un abaissement de la haute tension auparavant. Enfin notons que ces instabilités nécessitent dans certains cas l'utilisation de modules haute tension dédiés afin d'éviter la perturbation de la haute tension. Ces dernières sont appelées dans ce qui suit *lignes ou canaux hôpitaux*.

Les tableaux 3.1, 3.2 et 3.3 présentent les taux d'événements pour lesquels sont observées des bouffées de bruit pour le tonneau, les bouchons électromagnétiques et les bouchons hadroniques ainsi que le calorimètre vers l'avant en fonction des changements de conditions d'opération les concernant. On retrouve dans le tableau 3.3 le fait que les bouchons hadroniques et le calorimètre vers l'avant sont peu affectés par les bouffées de bruit, celles-ci affectant principalement les bouchons électromagnétiques puis la partie tonneau pour laquelle le côté A présente une activité généralement plus élevée.

Partition tonneau (EMB) Au cours des ajustements haute tension réalisés dans la partie tonneau (cf. tableau 3.1), une diminution progressive du taux d'apparition des bouffées de bruit a été observée. Plusieurs faits indiquent que cette diminution n'est pas entièrement corrélée avec les changements effectués mais le résultat d'une diminution généralisée du bruit affectant le calorimètre après sa remise sous tension. Ainsi, lors de la période 2, alors qu'il est possible d'observer une diminution du bruit suite à l'action menée sur deux lignes du côté A, la même diminution est observable du côté C alors que celui est isolé électriquement de l'autre demi-tonneau. L'hypothèse d'une stabilisation du bruit

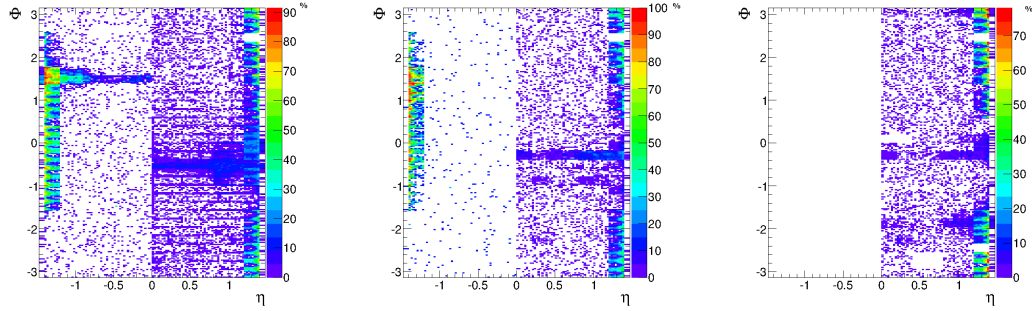


FIGURE 3.7: Evolution au cours de la campagne de *chasse aux bouffées de bruit* du pourcentage d'événements bruyants par partition ($Y_{3\sigma}$), suivant (η, Φ) , pour lesquels chaque cellule du **compartiment milieu** (partie tonneau) présente une déviation de la ligne de base de plus de 3σ . Sont représentées de gauche à droite les topologies correspondant aux période 2, 3 et 4 (cf. tableau 3.1).

au cours du temps est d'autant plus renforcée par l'observation d'un taux de bruit plus faible lors de la période 10 à conditions équivalentes à celles de la période 1. Ce phénomène de bruit consécutif à la remise sous tension de l'ensemble d'une partition du calorimètre (période 0 à 1) a été réobservé depuis.

Tout en gardant à l'esprit l'altération des mesures par ce phénomène, il est possible de s'intéresser à deux effets notables des changements effectués. La diminution lors des périodes 5 à 7 du bruit dans le demi-tonneau côté A semble indiquer un effet positif de la baisse haute tension de deux canaux situés au centre d'une région s'étendant sur toute la profondeur du demi-tonneau à $\Phi \sim -0.7$. Cette région présente à l'origine un comportement légèrement plus bruyant que les régions situées aux mêmes pseudo-rapidités mais à un azimuth différent. La couronne de bruit observée du côté A du tonneau a quant à elle perduré durant toute la campagne de mesures.

Le second effet marqué concerne la couronne de bruit observée du côté C et est illustré figure 3.7. L'extinction de l'ensemble des canaux hopitaux a permis de supprimer l'extension en pseudo-rapidité du point chaud à $\Phi \sim 1.5$ lors de la période 3. Enfin la réduction de haute tension sur deux canaux localisés dans cette région a totalement supprimé les bouffées de bruit observées du côté C (période 4). L'amélioration spécifique à ces deux canaux est à pondérer par la réapparition de la couronne de bruit lors de la remise sous tension uniquement des canaux hopitaux.

Bouchons électromagnétiques (EMEC) Les taux d'événements bruyants observés dans les bouchons électromagnétiques (cf. tableau 3.2) montrent le même phénomène de diminution du bruit au cours du temps que pour le tonneau. On constate notamment que les taux d'événements observés lors des périodes 3 et 10 sont identiques, excluant un quelconque impact de l'extinction des canaux hopy-

Période	Durée	Changement dans les conditions d'opération	taux de bouffées de bruit	
			EMECA	EMECC
#0	14h20min	HV éteinte	0/h	0.1/h
#1	13h54min	HV nominale	18.5/h	12.1/h
<i>Action sur les canaux hôpitaux</i>				
#2	33h36min	HV éteinte pour une ligne hôpital (EMECC)	5.6/h	8.2/h
#3	10h42min	HV éteinte pour tous les canaux hôpitaux	0.7/h	2.7/h
<i>Action sur les canaux dans les zones de bouffées de bruit</i>				
#4	30h36min	- HV réduite (−200V) sur les électrodes des roues externes	0.3/h	3.3/h
#5 à 6	18h44min	Aucun changement (<i>action sur 2 canaux EMBA</i>)	0/h	1.0/h
#7 à 8	19h04min	HV réduite (−400V) sur les électrodes des roues externes	0/h	1.6/h
#9	13h54min	HV remontée pour les électrodes des roues externes	2.8/h	3.7/h
#10	68h36min	HV nominale	0.3/h	2.7/h

TABLE 3.2: Taux horaire d'événements affectés par des bouffées de bruit en fonction des conditions d'opération de la haute tension pour les deux bouchons électromagnétiques du calorimètre.

Période	Durée	Changement dans les conditions d'opération	taux de bouffées de bruit			
			FCALA	FCALC	HECA	HECC
#0	14h20min	HV éteinte	0/h	0/h	0/h	0/h
#1	13h54min	HV nominale	0.1/h	0.2/h	0.1/h	0.1/h
<i>Action sur les canaux hôpitaux</i>						
#2	33h36min	HV éteinte pour une ligne HV hôpital (HECC)	0/h	0/h	0/h	0/h
#3	10h42min	HV éteinte pour tous les canaux hôpitaux (HEC)	0/h	0/h	0/h	0/h
#4 à 10	99h12min	HV nominale	0/h	0/h	0/h	0/h

TABLE 3.3: Taux horaire d'événements affectés par des bouffées de bruit en fonction des conditions d'opération de la haute tension pour les bouchons hadroniques et le calorimètre vers l'avant.

taux. Entre ces deux périodes les ajustements haute tension effectués ont porté principalement sur la haute tension appliquée aux électrodes des roues externes ($1.375 < |\eta| < 2.5$). Les deux abaissments successifs de haute tension n'ont démontré aucune corrélation avec le bruit observé dans le bouchon côté A. Les topologies de bruit observées du côtés C ont été visibles pendant toute la période de prise de données bien que moins récurrentes lors de l'abaissement de la haute tension.

De manière générale, les taux d'événements et l'évolution de la topologie du bruit observés lors de cette campagne de mesures ne permettent pas d'identifier

clairement une corrélation entre la valeur de tension appliquée aux électrodes et le bruit observé. L'action sur quelques lignes instables n'a pas permis de les mettre en cause. Les quelques améliorations constatées avec l'abaissement de la haute tension pour quelques canaux du demi-tonneau côté C n'ont pas été jugées suffisamment significatives pour entraîner une baisse définitive de la haute tension sur ces canaux. Ceci, notamment du fait de la stabilisation du bruit à un niveau raisonnable lors de la fin de la campagne de mesure.

Si la non observation des bouffées de bruit lorsque la haute tension est éteinte semble indiquer qu'elle en est l'origine, l'action sur des lignes haute tension au coeur des bouffées de bruit ne supprime pas les structures observées. Il semble donc que la haute tension n'injecte pas ce bruit de manière directe. Celui-ci semble être rayonné à l'intérieur des cryostats par la haute tension. La structure en ϕ indique que les cartes mère ou bien les câbles haute tension adjacents (alimentés ou non) propagent ensuite ce bruit en bordure du calorimètre.

3.3 Caractérisation des bouffées de bruit durant les prises de collision

3.3.1 Problématique

Lors des prises de données effectuées en 2010 et 2011, l'apparition des bouffées de bruit s'est avérée plus prononcée lors de la présence de collisions dans le détecteur. Dans ce cas, le courant tiré au niveau des électrodes serait plus élevé et pourrait générer des instabilités à l'origine de ces bouffées. Dans ce contexte, l'augmentation de la luminosité instantanée au fil des jours a accentué le phénomène comme le montre la figure 3.8. Ceci a nécessité de s'assurer de la capacité à identifier les bouffées de bruit pendant les collisions.

Ceci a été réalisé à partir de la référence que constitue l'estimateur $Y_{3\sigma}$. Celui-ci n'est évidemment pas applicable lors des collisions du fait de la présence de dépôts d'énergie réels dans le calorimètre. Lors de la prise de données de l'année 2010, un lot d'événements test a été constitué à partir d'événements auto-déclenchés acquis entre les croisements des faisceaux. Afin de s'affranchir du lobe négatif du signal déposé dans le calorimètre lors des collisions précédentes, n'ont été considérées que les cellules présentant une déviation positive de plus de 3σ de la ligne de base. Ce lot d'événements référence a été utilisé afin de déterminer l'extension dans le temps des bouffées de bruits et l'efficacité d'un estimateur alternatif.

Cet estimateur alternatif s'appuie sur le facteur de qualité associé à la reconstruction de l'énergie. Il est possible de définir, de manière empirique, comme bruyante une cellule pour laquelle le facteur de qualité se situe au delà d'une valeur de 4000. En extrapolant à l'ensemble du calorimètre, un événement est alors considéré comme affecté par une bouffée de bruit dès lors qu'il présente plus de cinq cartes d'électronique frontale pour lesquelles au moins trente cellules sont

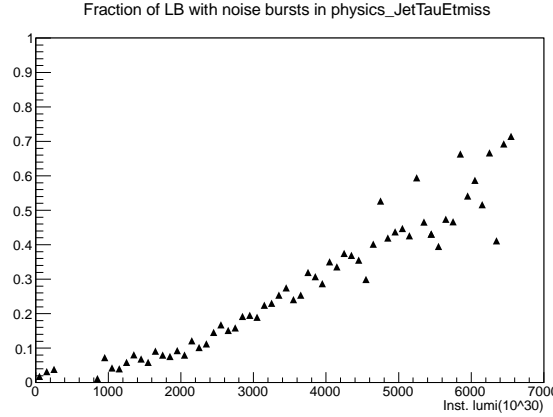


FIGURE 3.8: Fraction d'intervalles de une minute de prise de données (*LumiBlock*) affectés par des bouffées de bruit en fonction de la luminosité instantanée.

bruyantes au regard de leur facteur de qualité. Le traitement par carte d'électronique assure la proximité des cellules affectées caractéristique d'un bruit cohérent. Cette méthode est insensible à la présence de collisions dans l'événement car elle repose uniquement sur la compatibilité du signal avec le signal issu d'un dépôt d'énergie.

3.3.2 Durée des bouffées de bruit

L'extension sur plusieurs événements des bouffées de bruit a été déterminée à partir du lot d'événements de référence. Dans ce lot, les événements identifiés comme bruyants à partir de l'estimateur $Y_{3\sigma}$ ont été considérés comme appartenant à la même bouffée de bruit dès lors qu'ils étaient compris dans un même intervalle de dix secondes (choix arbitraire). A partir des bouffées ainsi constituées, il est possible d'évaluer la durée de celles comportant plus de deux événements bruyants. La distribution des durées obtenues est présentée figure 3.9. On constate que la majorité (88%) des bouffées s'étendent sur un laps de temps inférieur à la microseconde. Par ailleurs l'étude approfondie des bouffées étendues sur des intervalles de l'ordre de la seconde montre qu'elles sont constituées de deux à trois événements ne présentant aucun lien.

La figure 3.10 synthétise les principales caractéristiques d'une bouffée de bruit. Associé à l'échelle des abscisses de gauche, le développement caractéristique d'une bouffée de bruit y est illustré (carrés) pour une succession d'événements pour lesquels on s'intéresse au nombre de canaux dans les queues positives à 3σ en fonction de l'identifiant de croisement de paquet (intervalle de 25 ns). L'intervalle de cinq croisements de paquets entre chaque événement représenté est dû au veto en temps entre deux déclenchements successifs. Ici, le premier événement représenté n'est pas identifié par l'estimateur de référence, seuls les trois suivants passant le seuil de plus de 1% de canaux dans les queues à 3σ . De ces trois événements,

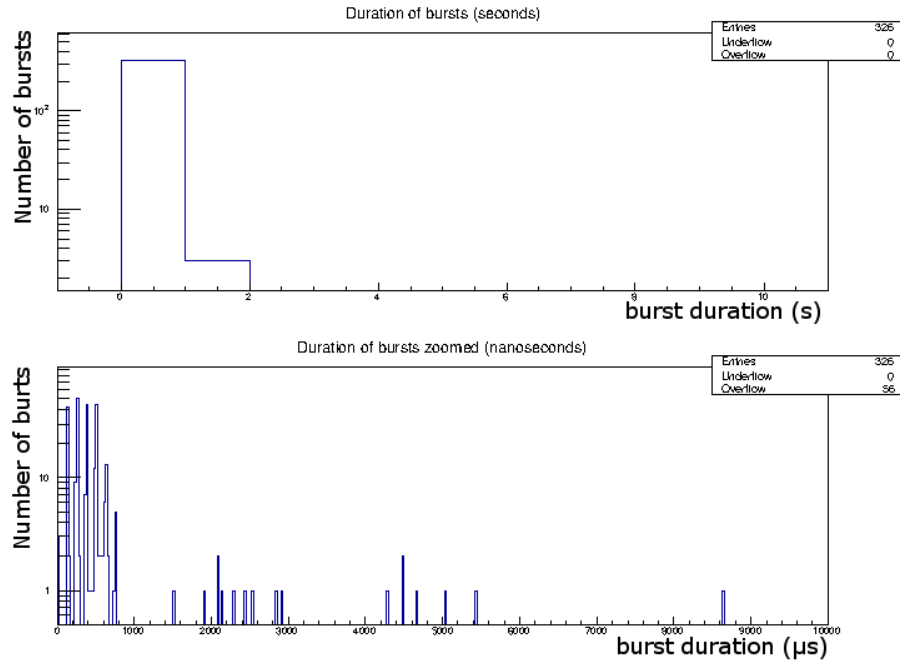


FIGURE 3.9: Distribution de la durée des bouffées de bruit en secondes (haut) et nanosecondes (bas). Sont définies ici comme bouffées, les successions d'événements comprises dans un intervalle de dix secondes. La seconde figure est un agrandissement de la première en deçà de 10^4 nanosecondes.

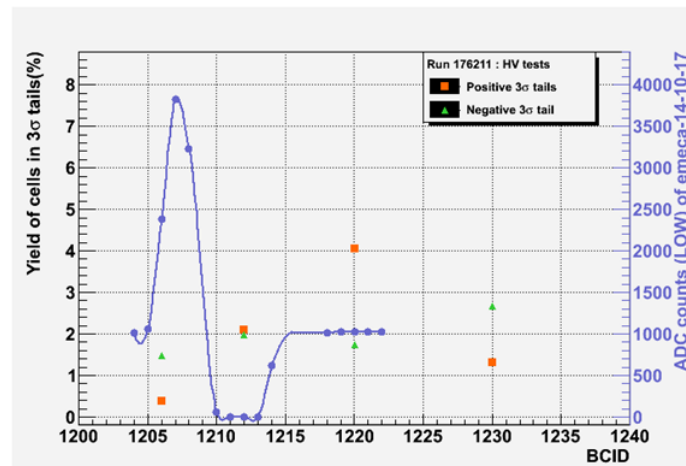


FIGURE 3.10: Evolution du nombre de canaux dans les queues à 3σ pour les événements successifs d'une bouffée de bruit (carrés) et forme du signal (trait plein) pour l'une des cellules au coeur de la bouffée de bruit. L'axe des abscisses indique l'identifiant de croisement de paquet, l'intervalle associé étant de 25 ns.

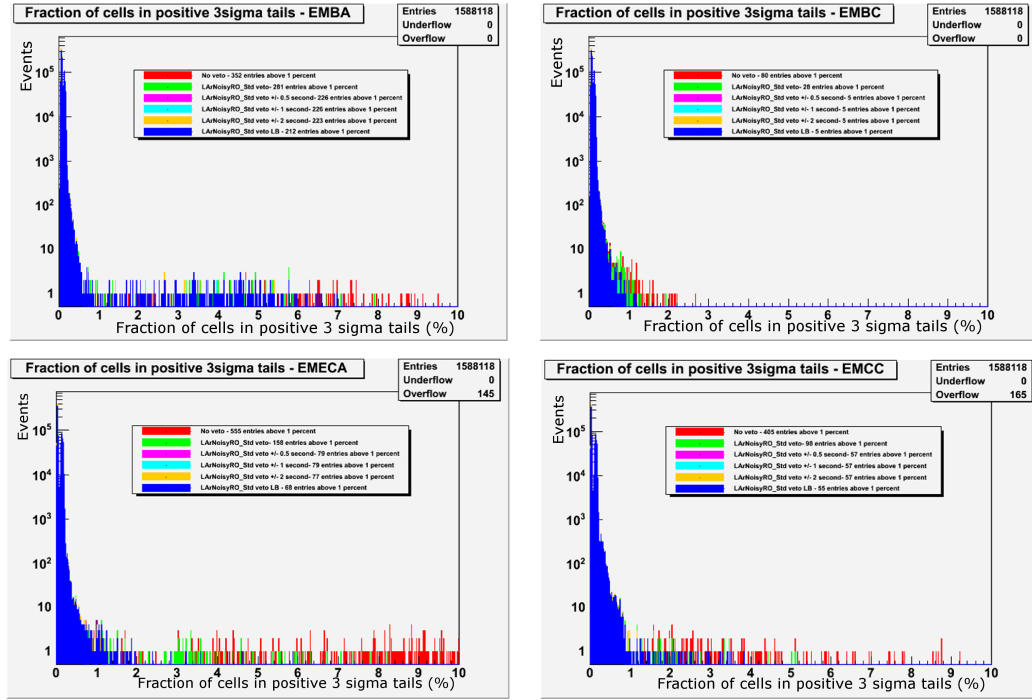


FIGURE 3.11: Dispersion du nombre de cellules dans les queues à 3σ après l'application de différentes valeurs de veto en temps autour des événements identifiés comme bruyants par l'estimateur basé sur le facteur de qualité pour les partitions tonneau (haut) et bouchons électromagnétiques (bas) des côtés A (gauche) et C (droite) du calorimètre.

uniquement le *pic* de la bouffée de bruit est identifiable via l'estimateur lié au facteur de qualité.

Associée à l'échelle des abscisses de droite la courbe en trait plein donne pour une des cellules localisée au coeur de la bouffée de bruit la forme du signal reconstruit. La montée du signal débute avec un léger retard et le lobe négatif du signal est très prononcé ce qui conduit à un un facteur de qualité élevé.

3.3.3 Identification par facteur de qualité

Comme montré plus tôt, l'ensemble des événements constituant une bouffée de bruit n'est pas nécessairement identifiable via le facteur de qualité. Dans l'hypothèse de l'utilisation de cet estimateur afin d'inférer le bruit présent dans les données, ceci implique de définir un intervalle de temps autour des événements présentant un nombre élevé de cellules avec un facteur de qualité dégradé pour identifier l'ensemble de la bouffée. Cette possibilité a été étudiée en considérant le même lot d'événements affectés par des bouffées de bruit que dans la section 3.3.2 précédente.

La figure 3.11 présente, pour chaque partition affectée par les bouffées de bruit, la dispersion du nombre de cellules restantes dans les queues positives à 3σ après application d'un veto en temps δt autour de ceux présentant un facteur de qualité dégradé. On constate que l'application d'un veto de 500 ms présente une efficacité d'identification des bouffées de bruit supérieure à 85% pour l'ensemble des partitions, à l'exception de la partie tonneau située du côté A pour laquelle un grand nombre de canaux dans les queues à 3σ persiste, rendant l'identification des bouffées de bruit durant les collisions problématique. L'extension de l'intervalle de temps considéré n'apporte aucune amélioration.

L'estimateur basé sur le facteur de qualité associé à un veto en temps, bien qu'imparfait, est depuis l'année 2011 utilisé pour identifier ces bouffées et préserver la qualité des données utilisées par la suite dans les analyses. De manière conservative, l'intervalle de temps utilisé a été fixé à une seconde autour de l'événement identifié comme bruyant.

3.4 Préservation de la qualité des données

3.4.1 Stratégie

L'apparition de déviations par rapport au fonctionnement nominal du détecteur telles que les bouffées de bruit nécessite une stratégie globale de préservation des données utilisées par la suite dans les analyses.

En pratique, l'assertion sur la qualité des données tire profit de la chronologie de reconstruction des données d'ATLAS illustrée figure 3.12. Le détecteur fait l'objet d'une surveillance continue afin d'obtenir une réaction rapide en cas d'apparition d'une défaillance compromettant la prise de données en cours. Dans le même temps est entamée la reconstruction de flots de données nécessaires à la calibration des sous-détecteurs et d'un sous échantillon, appelé par la suite *express stream*, des flots utilisés par les analyses. Cette première reconstruction est utilisée pour la détermination du point de collision des faisceaux et la localisation de régions anormalement bruyantes. L'intervalle de temps disponible avant le démarrage de la reconstruction complète (boucle de calibration) permet ainsi de réaliser les ajustements nécessaires dans les bases de données (constantes de bruit, exclusion de cellules bruyantes, mise à jour de la base de données de bouffées de bruit) afin de traiter les déviations observées. La reconstruction complète est une nouvelle fois analysée afin de traiter les déviations non corrigées.

Lors de l'année 2010, la politique d'ATLAS en matière de traitement de ces déviations résiduelles était orientée vers l'attribution de couleurs matérialisant de manière directe le degré de dégradation des données [81]. Jugée peu flexible et difficilement traçable, cette politique a été remplacée au début de l'année 2011, par l'attribution de défauts [82] définis par sous-détecteur et/ou partition pour un intervalle de temps donné dont la granularité est généralement limitée à une mi-

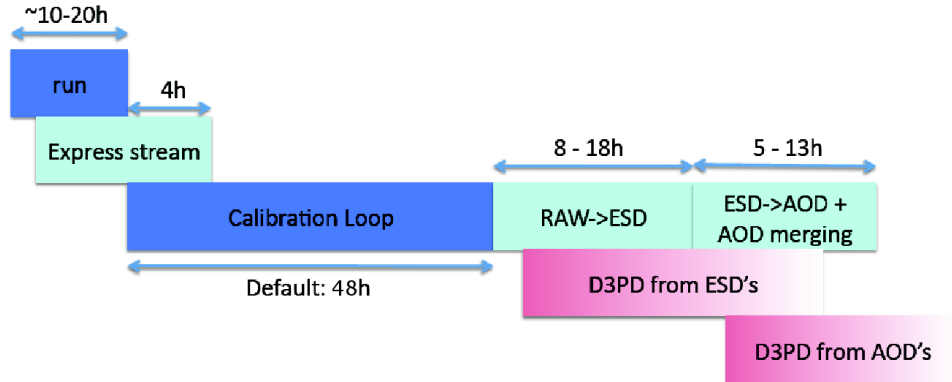


FIGURE 3.12: Chronologie de la reconstruction des données, de la première reconstruction partielle (*express stream*) jusqu'à la reconstruction complète et la mise à disposition des données pour les analyses sous différents formats. [80]

nute (intervalle de luminosité). Ces défauts permettent de garder la trace de tout changement dans les conditions d'opération et dans le comportement inhabituel d'un ou plusieurs canaux de lecture. Les informations ainsi extraites permettent de combiner des défauts primaires spécifiques à un type de mal-fonctionnement d'un sous détecteur afin de définir des défauts virtuels. Ceux-ci sont associés à l'ensemble du sous détecteur et définissent la dégradation potentielle de la qualité des objets physiques reconstruits. Ceci est illustré figure 3.13 où l'extinction du trajectographe en début et fin de prise de données pour la protection de ses composants, un problème d'acquisition des données du même trajectographe et une saute de l'alimentation haute tension du calorimètre à argon liquide conduisent à l'affectation de défauts virtuels pour l'ensemble du trajectographe ou du calorimètre rendant virtuellement impossible l'utilisation des électrons pour les intervalles de luminosité affectés. Ces défauts virtuels permettent finalement de constituer des lots de données qualifiées (*Good Run Lists GRLs*) exempts de dégradation pouvant affecter les objets reconstruits et qui rendent compte de la disponibilité effective du détecteur pour chaque analyse.

3.4.2 Contrôle en temps réel

Conditions du détecteur et sautes haute tension

L'état du détecteur est constamment surveillé au moment même de la prise de données par le système de contrôle du détecteur [83,84]. Celui-ci fournit des informations sur les différentes sondes de températures et sur les conditions d'alimentation en tension des différentes parties du détecteur. Concernant le calorimètre, un quelconque arrêt de l'alimentation basse tension de l'électronique frontale ou bien des pilotes de lecture de l'électronique arrière implique une action immédiate

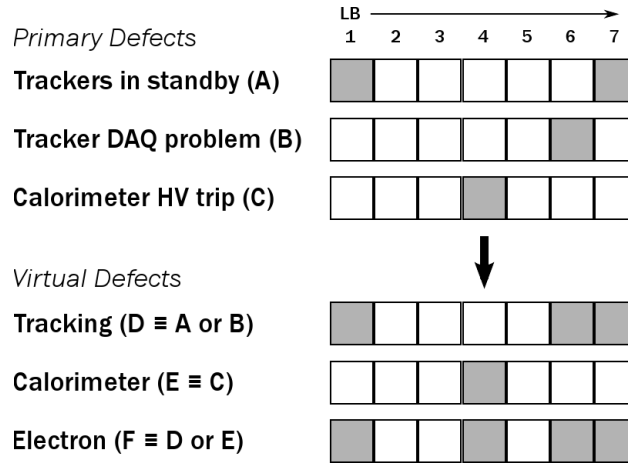


FIGURE 3.13: Illustration de la propagation des défauts primaires correspondants aux problèmes spécifiques à deux sous-détecteur (trajectographe et calorimètre électromagnétique) jusqu'aux défauts virtuels. Un jeu de défauts simplifié est ici donné avec les intervalles de luminosité (LB) affectés (zones grisées). La présence de ces défauts conduit à déclarer l'objet électron corrompu, excluant par conséquent ces données du lot qualifié pour la recherche d'un boson Z' se désintégrant en deux électrons par exemple. [82]

du fait de la fraction importante de données alors manquantes. Ce cas est rare et le problème majeur rencontré lors de l'opération du calorimètre dans ces premières années de fonctionnement est la saute de lignes haute tension alimentant une partie des électrodes.

Divers problèmes sont soulevés par cette perte d'alimentation. L'arrêt brutal de la haute tension provoque l'apparition de bruit comme l'illustre la moyenne par intervalle de luminosité de la somme d'énergie collectée pour l'ensemble des cellules de la partition tonneau côté C, représentée figure 3.14. Dans ce cas ci, la saute d'une ligne haute tension se produit au moment du passage de l'intervalle de luminosité 612 à 613. La perte d'alimentation HV concerne en général une seule ligne alimentant l'un des côtés des électrodes impliquant qu'il est toujours possible de collecter la moitié du signal dans les cellules concernées, celles-ci bénéficiant alors d'un rapport signal sur bruit moindre. En cas de perte de la seconde ligne haute tension, le signal est définitivement perdu. Pour cette raison, les lignes sont remises automatiquement à tension nominale en remontant progressivement la haute tension. Dans le contexte de la préservation des données, les intervalles de luminosité durant lesquels la haute tension chute brutalement sont considérés comme inutilisables du fait du bruit induit. Ils représentent, au cours de l'année 2011, 1% de la luminosité accumulée.

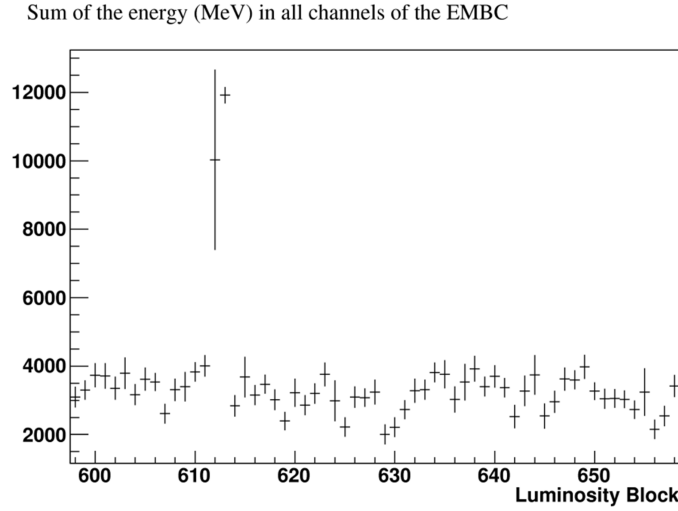


FIGURE 3.14: Moyenne par intervalle de luminosité de la somme d'énergie (exprimée en MeV) collectée pour l'ensemble de la partition tonneau côté C. Celle-ci est, durant cette prise de données, affectée par une saute brutale de la haute tension au passage de l'intervalle de luminosité 612 à 613.

Intégrité des données

L'intégrité des données traitées par l'électronique est une quantité clé. Différentes vérifications telles que la cohérence entre les identifiants d'événements, de croisement de faisceaux, les gains utilisés pour chacun des échantillons d'un même canal, le nombre d'échantillons transmis pour l'ensemble des cartes d'électroniques frontales sont effectuées au niveau des receveurs de l'électronique arrière et du DSP. Ces vérifications sont l'objet d'une attention lors de la prise de données et peuvent nécessiter l'arrêt temporaire de l'acquisition pour reconfiguration de l'électronique en cas d'occurrence élevée. Dans le cas d'une faible occurrence de l'ordre du pour mille, les événements sont systématiquement rejetés quelle que soit la taille de la région affectée et non reconstruits par la suite afin de conserver une couverture du détecteur aussi uniforme que possible.

Lors de l'année 2011, l'alimentation de la carte de contrôle de l'horloge et du déclenchement a été perdue pour six cartes d'électroniques frontales sur les 1524 du calorimètre. La reconstruction des objets physiques dans une région $\Delta\Phi = 0.2$, $\Delta\eta = 1.4$ centrée en $\Phi = -0.7$ et $\eta = 0.7$ a été rendue impossible. Ce problème a perduré durant deux mois, représentant environ 20% des données de l'année, jusqu'à la récupération de quatre des cartes d'électronique frontale affectées. Ces variations dans la couverture effective du calorimètre ne nécessitent pas de rejet des événements correspondants mais un traitement spécifique dans la simulation Monte Carlo afin de rendre compte de la *nouvelle géométrie* du détecteur et de la fraction de données affectées. Il est aussi intéressant de noter que, lors de la constitution des amas électromagnétiques telle que présentée au chapitre 4, ceux

dont la graine présente un recouvrement avec la zone affectée sont rejetés à la fois dans la simulation et dans les données (critère de qualité de l'amas).

A l'issue de l'année 2011, uniquement 0.9% de la luminosité accumulée a été perdue du fait de problèmes dans l'intégrité des données recueillies.

3.4.3 Mise à jour des bases de données

Recherche de canaux bruyants

La présence de cellules anormalement bruyantes peut entacher les performances du calorimètre par la formation d'amas électromagnétiques. Ces cellules doivent donc être localisées durant la boucle de calibration. Ceci est fait à partir de données auto-déclenchées recueillies entre les croisements de faisceau. A l'inverse des bouffées de bruits, le caractère bruyant d'une unique cellule perdure dans le temps. Il reste donc visible dans une faible fraction des données (données inter-collisions) et ne nécessite pas de déterminer le moment auquel la cellule devient bruyante. L'identification de ces cellules est réalisée en analysant les cellules comportant un taux d'apparition anormal au delà d'un certain niveau de bruit.

Les cellules identifiées font l'objet d'une introduction dans une base de données dédiée afin de substituer à l'énergie de la cellule celle recalculée à partir de ses huit voisines. Deux traitements distincts sont alors à considérer en s'appuyant sur le facteur de qualité associé à la cellule bruyante suivant que le bruit soit ou non corrélé avec un facteur de qualité élevé. La substitution est permanente si la cellule bruyante ne présente pas de facteur de qualité élevé ("*HighNoise*"), ou temporaire et conditionnée à l'observation d'un facteur de qualité supérieur à 4000 ("*sporadicBurstNoise*") dans le cas contraire. On pourrait arguer du fait qu'à l'énergie de l'ensemble des canaux présentant un facteur de qualité élevé devrait être systématiquement substituée l'énergie des cellules voisines. Ceci n'est pas réalisé afin de ne pas rejeter des objets exotiques présentant un long temps de vol.

Une illustration de l'effet de cette substitution appliquée à une cellule est donnée figure 3.15 pour une cellule du compartiment milieu de la partie tonneau côté C. La figure de gauche présente suivant les coordonnées (η, Φ) le pourcentage d'événements pour lesquels chaque cellule présente une valeur de signal supérieure à 600 MeV sur laquelle on identifie une non uniformité de la réponse du calorimètre avec une cellule particulièrement bruyante. La figure de droite présente le pourcentage des événements pour lesquels la cellule présente, en plus d'un signal au delà de quatre fois le bruit attendu, un facteur de qualité supérieur à 4000. Pour 80% de ces événements, la cellule présente un facteur de qualité élevé. L'application de la substitution conditionnée au facteur de qualité permet donc de supprimer le bruit lors de la reconstruction complète comme l'illustre la réponse uniforme constatée sur la figure du bas.

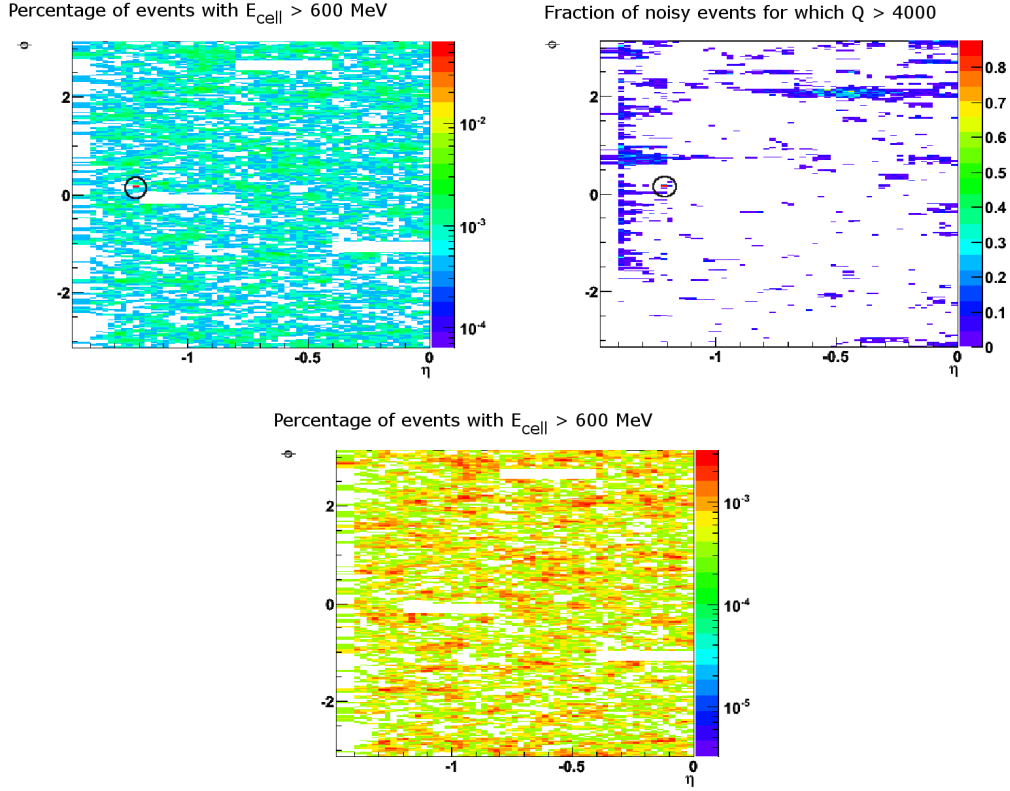


FIGURE 3.15: Illustration de l'effet de la substitution de l'énergie des voisines à celle de la cellule pour une cellule bruyante du compartiment milieu du tonneau côté C. Les détails sont donnés en section 3.4.3.

La base de donnée dédiée à l'application de ces substitutions est remise à jour à chaque prise de données à l'exception de certaines cellules récurrentes. Le nombre de canaux pathologiques ajoutés dans cette base de donnée au cours du temps est représenté figure 3.16 pour chacun des deux traitements appliqués. Sur cette figure, les brusques augmentations du nombre de canaux correspondent aux prises de données pour lesquelles il a effectivement été enregistré des collisions. On constate que peu de canaux sont masqués durant l'intégralité de la prise de données (figure de droite). Le nombre de canaux ajoutés à chaque fois est stable au cours du temps et est majoritairement composé de canaux bénéficiant d'une substitution temporaire "*sporadicBurstNoise*". La majorité de ces canaux est localisée dans le pré-échantillonneur de la partie tonneau du calorimètre.

La mise à jour des bases de données étant effectuée manuellement, quelques canaux échappent à l'identification. Lors de l'année 2011, seulement 0.16% de la luminosité accumulée a dû être exclue des analyses du fait d'un oubli.

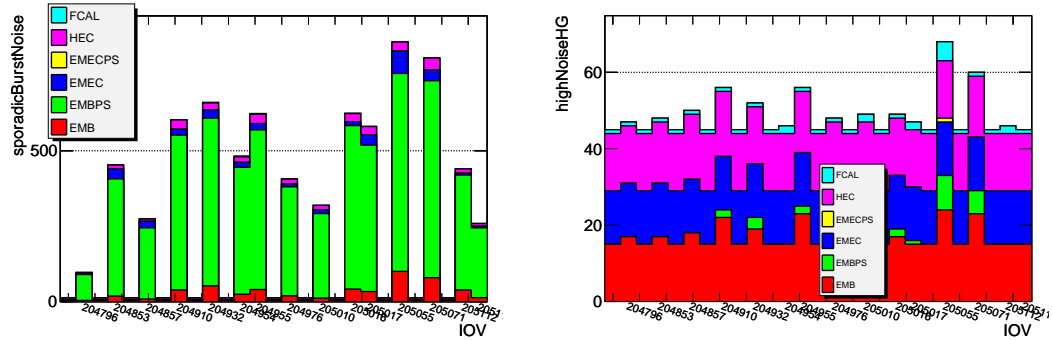


FIGURE 3.16: Nombre de canaux ajoutés à la base de données des canaux bruyants au cours des prises de données. A gauche les canaux masqués pour des facteurs de qualité supérieurs à 4000. A droite ceux masqués pour la durée de la prise de données.

Bouffées de bruit

Le principe du rejet des bouffées de bruit utilisé lors de l'année 2011 a été décrit section 3.3.3. Un veto en temps de deux secondes sur les événements bruyants est réalisé par chaque analyse via l'utilisation d'une condition implémentée pour chaque événement à travers la mise à jour d'une base de données avant reconstruction complète des événements.

Cette stratégie a permis pour l'année 2011 de récupérer une partie des données exclues des analyses. Dans ces données, l'identification des événements bruyants avait été réalisée dans un premier temps par l'utilisation de l'estimateur $Y_{3\sigma}$. L'identification de bouffées de bruit dans les données inter-collisions par cet estimateur avait conduit au rejet complet d'intervalles de luminosité (une minute de prise de données). Le changement opéré a permis une nette amélioration de la disponibilité effective du calorimètre à argon liquide avec 7% de la luminosité accumulée qui a ainsi été récupérée. L'application du veto en temps au moment de l'analyse représente une perte de moins de 0.2% des données. Enfin, quelques bouffées de bruit non identifiées durant la boucle de calibration ont conduit à la perte de 1.21% des données.

Conclusion

La politique de préservation des données appliquée au niveau du calorimètre à argon liquide a permis de fournir aux analyses des données exemptes de dégradation avec le rejet au total de 3.27% de la luminosité enregistrée par ATLAS. La contribution de chacune des sources de dégradation des données précédemment décrites est résumée figure 3.17 pour l'année d'opération 2011. On constate ici que la contribution majeure est le fait des bouffées de bruit cohérent décrites précédemment. Cette partie des données, tout comme celle perdue du fait de

Irrecoverable			Recoverable at a future reprocessing		Total
High voltage trip 1.00%	Data corruption 0.19%	Large inefficient areas 0.71%	Noise bursts 1.21%	Noisy channel 0.16%	3.27%
Luminosity weighted fraction of data loss in the liquid argon calorimeter during 2011 stable beams in proton-proton collision at $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ between March 13th and October 30th					

FIGURE 3.17: Fraction pondérée par la luminosité des données perdues par différents problèmes rencontrés dans l’opération du calorimètre à argon liquide au cours des collisions de protons de l’année 2011. [85]

Inner Tracking Detectors			Calorimeters				Muon Detectors				Magnets	
Pixel	SCT	TRT	LAr EM	LAr HAD	LAr FWD	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoid	Toroid
99.8	99.6	99.2	97.5	99.2	99.5	99.2	99.4	98.8	99.4	99.1	99.8	99.3
Luminosity weighted relative detector uptime and good quality data delivery during 2011 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7\text{ TeV}$ between March 13 th and October 30 th (in %), after the summer 2011 reprocessing campaign												

FIGURE 3.18: Fraction pondérée par la luminosité des données perdues par chacun des sous systèmes du détecteur ATLAS au cours des collisions de protons de l’année 2011. [86]

canaux bruyants, est hypothétiquement récupérable. Ainsi les données définitivement perdues sont dominées par les sautes de l’alimentation haute tension des électrodes. Les données restantes ont été perdues suite à la saute de l’alimentation dans un secteur haute tension pour les deux côtés des électrodes et par la perte d’alimentation d’un châssis de lecture de l’électronique arrière (*Large inefficient area*) ainsi que par la désynchronisation d’une partie de l’électronique de lecture du calorimètre (*data corruption*). A l’issue de l’année 2011, la mise en place du rejet des bouffées de bruit par un veto en temps constitue un grand pas dans la politique de préservation des données et est satisfaisante d’un point de vue opérationnel bien que leur source reste à ce jour non identifiée.

De manière plus générale, le détecteur ATLAS a enregistré 94% des collisions qui lui ont été délivrées par le LHC. La quantité de ces données exemptes d’une quelconque source de détérioration des objets physiques reconstruits est supérieure à 99% pour la majorité des sous-détecteurs (cf. figure 3.18). Ceci a permis l’analyse de 4.9 fb^{-1} de données dans le cas de la recherche d’une résonance lourde se désintégrant en deux électrons présentée chapitre 5.

Professor Thomson, aided by his numerous pupils, has determined the most important properties of these electrically charged small particles. These small particles are called electrons.

I am at a loss to explain how it is, but somehow or another the contemplation of the work you have achieved has revived in my mind a passage of the famous essay on Socrate by Xenophon. Socrates would say : "of these matters we know nothing".

J.P. Klason, Nobel prize in physics 1906 awarded to J.J. Thomson - presentation speech

4

Performance d'ATLAS dans le domaine des électrons de haut p_T

La recherche d'une résonance massive dans un canal diélectron présentée dans le chapitre suivant est caractérisée par une signature simple et non ambiguë. Par conséquent, la principale difficulté de l'analyse réside dans la compréhension du domaine des hautes énergies et particulièrement des performances du détecteur ATLAS dans la reconstruction et l'identification des électrons de très haute impulsion. Ce chapitre présente la stratégie de déclenchement, de reconstruction et d'identification de ces électrons ainsi que les études de performance menées dans la simulation Monte Carlo. Enfin, nous nous attarderons sur la validation des performances d'un des critères d'identification associant les informations du détecteur interne et du calorimètre. Cette validation est réalisée conjointement dans la simulation et les données.

4.1 Système de déclenchement pour les électrons

4.1.1 Architecture

La recherche du processus $q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$ dans ATLAS nécessite l'identification en ligne des événements d'intérêt par l'identification d'objets électromagnétiques. Ceci est réalisé par le système de déclenchement déjà présenté au paragraphe 1.4.5. Ce qui suit décrit de manière plus détaillée le déclenchement associé à de tels objets.

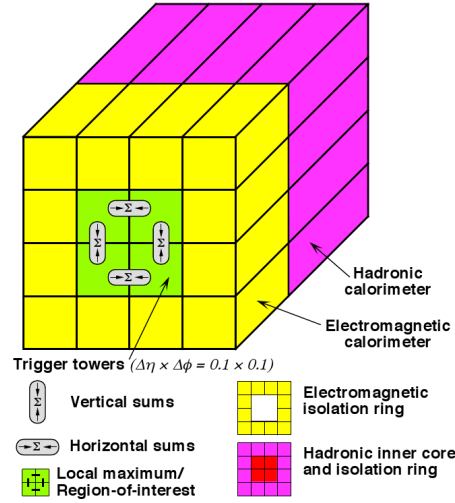


FIGURE 4.1: Arrangement des tours de déclenchement des calorimètres pour l'identification des régions d'intérêt au niveau 1. [69]

4.1.1.1 Niveau 1

L'identification des régions d'intérêt (ROI) pour les objets électromagnétiques se fait au niveau 1 par la sommation analogique, via une voie d'électronique dédiée, des signaux issus de régions des calorimètres, appelées tours de déclenchement, de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ (cf. figure 4.1). Les régions d'intérêts sont identifiées à partir de la localisation de 2×2 tours du calorimètre électromagnétique pour lesquelles la somme des énergies transverses de deux tours voisines se situe au delà d'un certain seuil. La distinction à ce niveau entre objets électromagnétiques et jets hadroniques est basée sur la mesure de l'énergie déposée dans l'ensemble de quatre tours de déclenchement du calorimètre hadronique situées derrière le candidat électromagnétique. Des critères additionnels d'isolation basés sur la mesure d'énergie dans les 12 tours électromagnétiques ou hadroniques autour du candidat peuvent aussi être appliqués et provoquer le rejet de la région d'intérêt alors non transmise au niveau 2. Cette dernière possibilité n'a jusqu'à présent pas été utilisée.

4.1.1.2 Déclenchement de haut niveau

L'analyse partielle de l'événement effectuée au niveau 2 permet l'identification des objets électromagnétiques dans une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$ autour de la ROI. Elle utilise un algorithme permettant le groupement des cellules de chacune des couches du calorimètre électromagnétique dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$ (3×7 cellules) autour de la cellule la plus énergétique de la deuxième couche. Le groupement ainsi formé constitue un amas électromagnétique qui sera gardé s'il satisfait certaines conditions concernant les quantités suivantes :

- Énergie transverse de l'amas : du fait de la dépendance en énergie de la section efficace de production des jets, un seuil minimal sur l'énergie transverse de l'amas procure un bon rejet de ce type de bruit de fond pour des signaux impliquant la présence d'objets électromagnétiques de grande impulsion.
- Énergie transverse dans la première couche du calorimètre hadronique : une coupure sur la valeur maximale prise par cette variable permet le rejet des objets hadroniques. Les chaînes de déclenchement destinées à la sélection d'objets électromagnétiques à haute énergie transverse font l'objet d'un relâchement de cette coupure au niveau 1 du fait de la plus forte pénétration de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre.
- Forme de la gerbe électromagnétique suivant η dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique : le rapport de l'énergie contenu dans l'amas électromagnétique 3×7 cellules ($E_{3 \times 7}$) à l'énergie contenue dans 7×7 cellules ($E_{7 \times 7}$) correspondant à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.175 \times 0.175$; $R_{core} = E_{3 \times 7}/E_{7 \times 7}$, permet de quantifier l'extension suivant η de la gerbe électromagnétique.
- Présence d'un second maximum d'énergie dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique : la fine granularité de la première couche du calorimètre permet d'identifier une sous-structure à la gerbe électromagnétique typique, par exemple, de la décroissance d'un π^0 en deux photons. La quantité testée est le rapport de la différence entre les deux plus importants dépôts d'énergies normalisé à leur somme ; $E_{ratio} = (E_{max1} - E_{max2}) / (E_{max1} + E_{max2})$, qui tend vers 1 pour des électrons ou photons isolés, et vers 0 pour une décroissance de pion neutre.

Parmi les objets électromagnétiques passant les critères précédents, la distinction entre électrons et photons ainsi qu'un meilleur rejet du bruit de fond est possible pour les candidats électrons, via la prise en compte des informations liées au détecteur interne. Les amas électromagnétiques peuvent ainsi être associés à une trace du détecteur interne, constituant alors des candidats électrons. La qualité de cette association quantifiée via les écarts entre la position de la trace extrapolée jusqu'au calorimètre et celle de l'amas, ainsi que l'adéquation entre l'énergie associée à l'amas et l'impulsion mesurée dans le détecteur interne permettent quant à elles une meilleure distinction entre jets et électrons. Les événements comportant des candidats électrons et photons identifiés au niveau 2 sont transmis au filtre d'événement qui, pour chaque ROI, effectue une sélection proche de celle effectuée hors ligne qui sera décrite dans la section 4.2.2.

4.1.2 Déclenchement à haute énergie

Comme mentionné plus tôt, le traitement des signaux de déclenchement du calorimètre électromagnétique est effectué, au niveau 1, via une voie d'électronique dédiée. Celle-ci réalise la préamplification et la sommation du signal recueilli dans chacune des tours de déclenchement du calorimètre. Le signal analogique

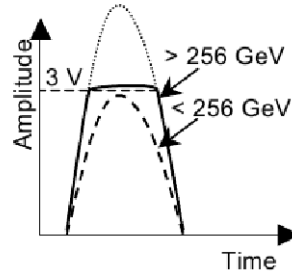


FIGURE 4.2: Illustration de la forme d'un signal saturé (ligne continue) comparée à celle d'un signal non saturé (ligne tiretée). [87]

transmis au receveur de niveau 1 est ensuite converti numériquement avec un échantillonnage de 40 MHz. A ce stade le signal est mis en forme afin de déterminer l'énergie des dépôts électromagnétiques et de les assigner à un croisement de paquet donné. La réponse en énergie de cette voie d'électronique est linéaire jusqu'à des énergies transverses de 256 GeV afin de permettre une précision de l'ordre de quelques pourcents sur cette gamme dynamique. Au delà de telles énergies transverses, le dépôt est systématiquement considéré comme intéressant et par conséquent ne nécessite pas une détermination précise de l'énergie. Toutefois, la détermination du croisement de paquet auquel doit être assigné le dépôt doit rester précise au delà de 255 GeV malgré la saturation du signal échantillonné sur plusieurs croisements successifs. Cette saturation, illustrée figure 4.2, peut conduire à la mauvaise identification du maximum d'amplitude du signal. Ceci provoque une erreur dans l'attribution du signal de déclenchement au croisement de paquet précédent ou suivant la collision d'intérêt. Ce type d'effet est directement traduisible en une perte d'efficacité de déclenchement. Dans le cadre de la recherche d'une résonance lourde, les électrons produits peuvent être à l'origine de signaux saturés.

En présence de signaux non saturés, l'extraction du croisement de paquet associé au dépôt d'énergie pour chaque tour de déclenchement est réalisée par détermination de l'échantillon pic au sein de l'ensemble de n échantillons maximisant le rapport signal sur bruit. La saturation d'un des échantillons nécessite le traitement du signal recueilli par un algorithme spécifique aux signaux à haute énergie. Cet algorithme, fonctionnant parallèlement au premier, est basé sur l'étude de la montée du signal pour les échantillons de signal précédant le premier échantillon saturé. Il permet l'attribution du dépôt d'énergie au croisement de paquet correspondant au premier signal saturé ou au suivant. Les performances de cet algorithme et son recouvrement avec l'algorithme pour les signaux non saturés ont été étudié plus en détail dans la référence [87] et montrent une inefficacité de déclenchement inférieure à 0.14% garantie pour des objets électromagnétiques d'énergie allant jusqu'à 2 TeV dans les bouchons et 3 TeV dans le tonneau du calorimètre électromagnétique.

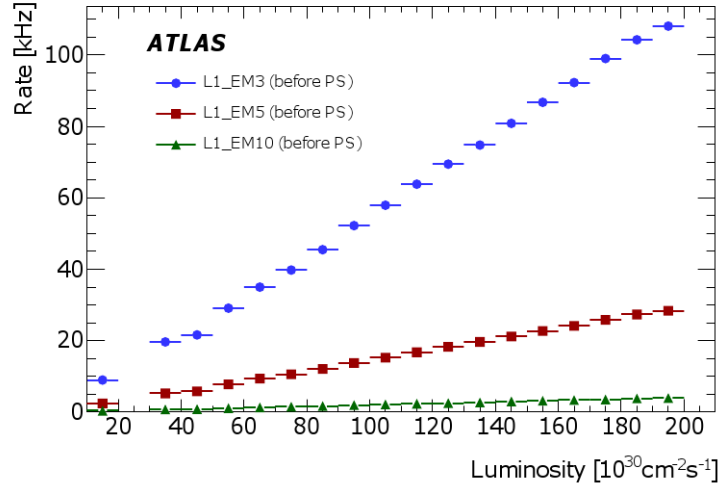


FIGURE 4.3: Évolution, constatée lors de la prise de données 2010, des taux de déclenchement au niveau 1 en fonction de la luminosité, pour l'identification d'un objet électromagnétique. Les trois courbes représentent trois seuils en énergie transverse différents : 3 GeV (bleue), 5 GeV (rouge) et 10 GeV (verte). [70]

4.1.3 Évolution du déclenchement avec la luminosité

Le déploiement du système de déclenchement lors de la prise de données s'effectue via l'élaboration des seuils et sélections opérant à chaque niveau (chaîne de déclenchement). Ces sélections doivent assurer l'identification des signatures d'intérêts dans chaque événement. L'ensemble des chaînes de déclenchement attachées à chaque signature constitue un menu de déclenchement. La définition de ces menus répond à la nécessité de préserver le taux d'acquisition dans les limitations présentées au paragraphe 1.4.5 et de couvrir l'ensemble des signatures nécessaires à l'étude de la physique du modèle standard et à la recherche de nouvelle physique. De plus, une part des événements enregistrés doit permettre l'étude de la réponse du déclenchement et des différents sous détecteurs.

L'évolution de la luminosité instantanée au cours des deux premières années de prise de données a amené à de multiples redéfinitions des seuils et sélections déployés à chaque niveau afin de satisfaire à la bande passante allouée à chaque catégorie d'objet (20 kHz pour les objets électromagnétiques). Ceci est suggéré sur la figure 4.3, représentant l'évolution du taux de déclenchement au niveau 1 avec la luminosité, lors de la prise de données 2010, pour un objet électromagnétique et différents seuils sur l'énergie de l'objet [70]. Ici, l'effet de l'augmentation de la taille des paquets de protons, du nombre de paquets circulant dans l'accélérateur et de l'empilement amènent une augmentation du taux de déclenchement fortement dépendante du seuil en énergie appliqué au niveau 1. Ceci conditionne les seuils utilisables, qui doivent toutefois permettre l'étude des processus d'inté-

rêts, et implique le déploiement avec la luminosité croissante au cours de l'année 2011 de sélections plus strictes dès le niveau 1.

4.2 Reconstruction et identification des électrons dans ATLAS

Après sélection des événements en ligne, l'étape suivante consiste en la reconstruction et l'identification d'objets physiques à partir de l'ensemble des données de chacun des sous détecteurs. Ceci nécessite de pouvoir lever l'ambiguïté entre les objets physiques caractéristiques du processus étudié (électrons isolés pour le processus $Z' \rightarrow e^+e^-$) et ceux des différents bruits de fond.

4.2.1 Reconstruction

La reconstruction des candidats électrons est effectuée dans ATHENA [88] suivant deux approches différentes. L'une, adaptée aux électrons de basse impulsion transverse, de l'ordre de quelques GeV, est basée sur l'identification d'une trace dans le détecteur interne qui est par la suite associée à un dépôt d'énergie du calorimètre électromagnétique. Cette approche ne sera pas détaillée dans ce qui suit. L'autre approche, basée sur la constitution d'un amas électromagnétique dans le calorimètre, regroupe les algorithmes de reconstruction dits de fenêtre glissante et topologique [89]. L'amas ainsi constitué peut alors être associé à une trace du détecteur interne si sa position est telle que $|\eta| < 2.47$.

4.2.1.1 Algorithme de fenêtre glissante

La reconstruction des amas électromagnétiques par fenêtre glissante est la méthode utilisée de manière standard lors de la prise de données 2011 pour la reconstruction des électrons à des pseudo-rapidités inférieures à 2.47 en valeur absolue. Cette méthode est constituée de trois étapes.

- Le calorimètre électromagnétique est divisé en 200×256 tours de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ pour lesquelles la somme d'énergie des cellules de chacun des compartiments est calculée.
- Une fenêtre de 5×5 tours est utilisée pour balayer l'ensemble des tours du calorimètre à la recherche de maxima locaux d'énergie. Chaque maximum constitue un pré-amas dont la position est calculée à partir de la position pondérée par l'énergie de chacune des cellules comprises dans une région de 3×3 tours autour du centre de la fenêtre. Cette position constitue la graine initiale pour la formation de l'amas électromagnétique.
- Chaque amas électromagnétique est constitué, après suppression des pré-amas dupliqués, en agrégeant compartiment par compartiment les cellules dans une région de taille fixe autour de la graine. Cette région peut être

Compartiment	$\Delta\eta_{amas}$ (en unités de 0.025)	$\Delta\phi_{amas}$ (en unités de 0.025)	graine
Milieu	N_η^{amas}	N_ϕ^{amas}	$\eta_{pre-amas}, \phi_{pre-amas}$
Strips	N_η^{amas}	6 ou 8	$\eta_{milieu}, \phi_{milieu}$
Pré-échantillonneur	N_η^{amas}	6 ou 8	$\eta_{strips}, \phi_{strips}$
Arrière	$N_\eta^{amas} + 1$	N_ϕ^{amas}	$\eta_{milieu}, \phi_{milieu}$

TABLE 4.1: Résumé des cellules incluses dans l'algorithme de fenêtre glissante pour chaque compartiment du calorimètre électromagnétique. Les deuxième et troisième colonnes indiquent la taille de la région dans laquelle les cellules sont agrégées autour de la position de la graine indiquée dans la quatrième colonne. Pour le cas des électrons $N_\eta^{amas} \times N_\phi^{amas} = 3 \times 7$ dans le tonneau et 5×5 dans les bouchons du calorimètre.

définie comme $N_\eta^{amas} \times N_\phi^{amas}$ unités de $\Delta\eta_{amas} \times \Delta\phi_{amas} = 0.025 \times 0.025$ et est dépendante de la particule hypothétique auquel l'amas sera ensuite associé. Pour le cas des électrons, la constitution de l'amas débute par l'agrégation, autour du pré-amas, des cellules du compartiment milieu incluses dans $N_\eta^{amas} \times N_\phi^{amas} = 3 \times 7$ pour le tonneau et $N_\eta^{amas} \times N_\phi^{amas} = 5 \times 5$ pour les bouchons du calorimètre électromagnétique. De manière itérative, les cellules du premier compartiment, du pré-échantillonneur et du compartiment arrière sont ensuite agrégées à l'amas à partir des positions respectives des barycentres en énergie des cellules du compartiment milieu et du premier compartiment. Le nombre de cellules incluses, pour chaque compartiment, à l'amas électromagnétique d'un candidat électron est reporté tableau 4.1.

Les amas ainsi reconstruits constituent les candidats électrons auxquels seront appliqués les procédures d'identification décrites dans la section 4.2.2.

4.2.1.2 Algorithme topologique

La deuxième méthode de reconstruction des amas électromagnétiques utilisée dans ATLAS, à la différence de l'algorithme de fenêtre glissante, forme des amas dits topologiques pouvant inclure un nombre variable de cellules du calorimètre électromagnétique. C'est la méthode utilisée par défaut pour reconstruire les électrons au delà de pseudo-rapidités en valeur absolue de 2.47 pour lesquelles la reconstruction ne bénéficie plus de la couverture du détecteur interne. Les amas sont alors reconstruits et identifiés à partir des seules informations du calorimètre électromagnétique en recherchant les cellules avec une énergie significative par rapport aux contributions attendues pour le bruit électronique et l'empilement.

Cette reconstruction s'effectue en deux temps.

- Les cellules comportant un rapport signal sur bruit (t) au delà d'un seuil : $t_{graine} > 6$ sont identifiées et ordonnées suivant la valeur de ce rapport, constituant alors une liste de graines pour la construction de "proto-amas". Les cellules voisines de chacune des cellules graines sont ensuite ajoutées ou

- non à l'amas en fonction de la valeur du rapport signal sur bruit de chacune d'entre elles. Au delà d'une valeur seuil : $t_{voisine} > 3$, chaque nouvelle cellule est utilisée pour étendre l'amas aux cellules voisines jusqu'à ce que plus aucune cellule ne remplisse cette condition. Dans le cas où une cellule au delà de $t_{voisine}$ est associée à différents proto-amas, ceux ci sont rassemblés.
- Un cas idéal impliquerait la formation d'amas isolés pour chacune des particules traversant le calorimètre. Ceci n'est pas le cas pour la majorité des événements enregistrés par ATLAS, tout particulièrement pour les régions vers l'avant où un proto-amas peut être constitué du recouvrement entre deux gerbes électromagnétiques. De tels cas sont traités par la recherche de cellules constituant des maxima locaux d'énergie à l'intérieur des proto-amas permettant la formation de plusieurs amas topologiques finaux à partir des proto-amas initiaux.

L'efficacité de reconstruction des électrons, observée dans la simulation Monte Carlo pour la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 2.47$), est d'environ 100% pour des électrons issus des décroissances d'un boson Z ou W et d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV [66].

4.2.2 Identification

La procédure d'identification des candidats électrons utilisée lors du démarrage de la prise de données d'ATLAS consiste en l'application de coupures simples sur les propriétés des amas reconstruits. Celles-ci permettent de fournir une bonne discrimination entre les électrons provenant de signaux d'intérêt et les électrons issus de la conversion de photons ou de la mauvaise identification de jets. L'ensemble des coupures appliquées permet de définir différents niveaux d'identification correspondant à un taux de rejet croissant des bruits de fond. Ces niveaux d'identification sont mentionnés par la suite en tant que critères *IsEM* (pour *Is ElectroMagnetic*) [90].

4.2.2.1 Région centrale

Les critères d'identification des électrons dans la région centrale du détecteur ($|\eta| < 2.47$) tirent parti à la fois des observables issues du calorimètre et du détecteur interne, permettant de qualifier le développement de la gerbe électromagnétique, la qualité de la trace et la fiabilité de l'association entre la trace et l'amas. Trois sélections différentes sont définies et reposent sur les variables listées dans le tableau 4.2. Les distributions normalisées de ces variables présentées par la suite sont dérivées de la simulation Monte Carlo où ont considérées quatre catégories de candidats électrons reconstruits :

- des électrons isolés, associés à la décroissance d'un boson Z ou W .
- des jets mal reconstruits.
- des électrons non isolés issus de la décroissance d'un méson charmé ou beau.

Type	Description	Nom
Sélection <i>loose</i>		
Acceptance géométrique	$ \eta < 2.47$	
Fuite hadronique	Rapport de E_T dans le premier compartiment du calorimètre hadronique sur E_T de l'amas (pour la région $ \eta < 0.8$ et $ \eta \geq 1.37$)	R_{had1}
	Rapport de E_T dans le calorimètre hadronique sur E_T de l'amas (pour la région $ \eta \geq 0.8$ et $ \eta < 1.37$)	R_{had}
Compartiment milieu du calorimètre <i>EM</i>	Rapport d'énergie dans 3×7 cellules sur celle contenue dans 7×7 cellules centrées sur la position de l'amas	R_η
	Développement latéral (largeur selon η de la gerbe électromagnétique)	$w_{\eta 2}$
Sélection <i>medium</i> (inclut <i>loose</i>)		
Compartiment avant (strips) du calorimètre <i>EM</i>	Largeur totale de la gerbe électromagnétique	w_{stot}
	Rapport entre la différence d'énergie existant entre les deux plus importants dépôts d'énergie de l'amas et la somme de leurs énergies	E_{ratio}
Qualité de la trace	Nombre d'impacts dans le détecteur à pixels (≥ 1)	n_{pixel}
	Nombre total d'impacts dans les détecteurs à pixels et SCT (≥ 7)	n_{Si}
	Paramètre d'impact transverse ($ d_0 < 5$ mm)	d_0
Association trace-amas	$\Delta\eta$ entre la position de l'amas dans le premier compartiment et l'extrapolation de la trace ($ \Delta\eta < 0.01$)	$\Delta\eta$
Sélection <i>tight</i> (inclut <i>medium</i>)		
Association trace-amas	$\Delta\phi$ entre la position de l'amas dans le compartiment milieu et l'extrapolation de la trace ($ \Delta\phi < 0.02$)	$\Delta\phi$
	Rapport de l'énergie de l'amas à l'impulsion de la trace associée	E/p
	Coupure resserrée sur $\Delta\eta$ ($ \Delta\eta < 0.005$)	$\Delta\eta$
Qualité de la trace	Coupure resserrée sur le paramètre d'impact transverse ($ d_0 < 1$ mm)	d_0
TRT	Nombre d'impacts dans le TRT	n_{TRT}
	Fraction d'impacts "seuil haut" dans le TRT par rapport au nombre total d'impacts	f_{HT}
Conversions	Nombre d'impacts dans la première couche du détecteur à pixels (≥ 1)	n_{BL}
	Rejet des candidats électrons associables à des conversions de photons	

TABLE 4.2: Définition des variables utilisés pour les critères d'identification des électrons *loose*, *medium* et *tight* dans la région centrale du détecteur : $|\eta| < 2.47$.

- des électrons de bruit de fond, issus d'un photon ou d'une désintégration de Dalitz.

Les distributions suivantes sont basées sur l'ensemble des candidats électrons reconstruits pour des pseudo-rapidités inférieures à 2.47 en valeur absolue. L'impulsion transverse de ces candidats s'échelonne de quelques GeV à 100 GeV de telle sorte que les distributions sont dominées par la contribution des candidats dont l'impulsion transverse est de l'ordre de la vingtaine de GeV.

Sélection *loose* La sélection *loose* repose exclusivement sur un nombre réduit d'informations du calorimètre. Elle prend en compte l'extension suivant η de la gerbe électromagnétique dans le second compartiment du calorimètre ainsi que son débordement dans le calorimètre hadronique. Le débordement dans le calo-

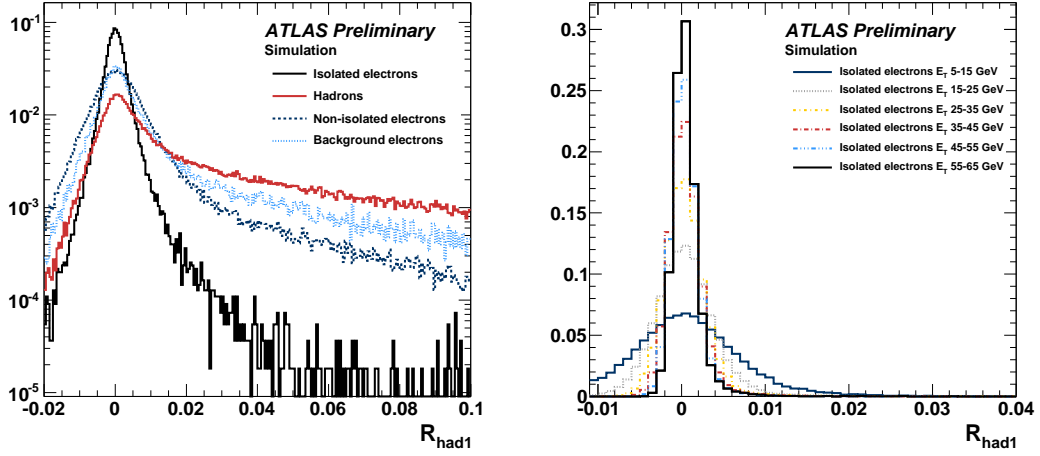


FIGURE 4.4: Distribution (normalisée à l'unité) dans la simulation Monte Carlo de la variable associée à la fuite dans le calorimètre hadronique pour des électrons isolés et les principaux bruits de fond (cf paragraphe 4.2.2.1) à l'identification de tels électrons (gauche) et pour des électrons isolés suivant différentes gammes en énergie transverse (droite). [90]

rimètre hadronique est défini comme le rapport de l'énergie transverse de l'amas de cellules électromagnétiques sur l'énergie transverse mesurée dans la région localisée derrière l'amas dans le premier compartiment du calorimètre hadronique : R_{had1} (figure 4.4). Il est requis inférieur ou égal à 0.01 pour les électrons d'impulsion transverse supérieure à 80 GeV dans la région définie par : $0.1 \leq |\eta| < 0.8$. Dans le cas de la région définie par : $0.8 \leq |\eta| < 1.37$, l'énergie transverse des deuxième et troisième compartiments du calorimètre hadronique est considérée du fait de l'absence de premier compartiment dans cette région (R_{had}). L'extension suivant η est quantifiée par le rapport R_η et la variable $w_{\eta 2}$. Le rapport R_η est défini comme le rapport de l'énergie contenue dans un ensemble $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules du deuxième compartiment du calorimètre sur l'énergie contenue dans $\Delta\eta \times \Delta\phi = 7 \times 7$ cellules de ce même compartiment. La variable $w_{\eta 2}$ est définie telle que :

$$w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_C \times \eta^2}{\sum E_C} - \left(\frac{\sum E_C \times \eta}{\sum E_C} \right)^2}, \quad (4.1)$$

où E_C représente l'énergie contenue dans la cellule C située à η dans un amas restreint à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ du deuxième compartiment du calorimètre autour du candidat électron, la somme étant réalisée sur l'ensemble des cellules de cet amas dans ce compartiment. Les distributions associées à ces deux variables sont illustrées figure 4.5. Pour des électrons d'impulsion transverse supérieure à 80 GeV dans la région définie par : $0.1 \leq |\eta| < 0.8$, ces deux variables sont requises telles que : $R_\eta > 0.93$ et $w_{\eta 2} \leq 0.011$.

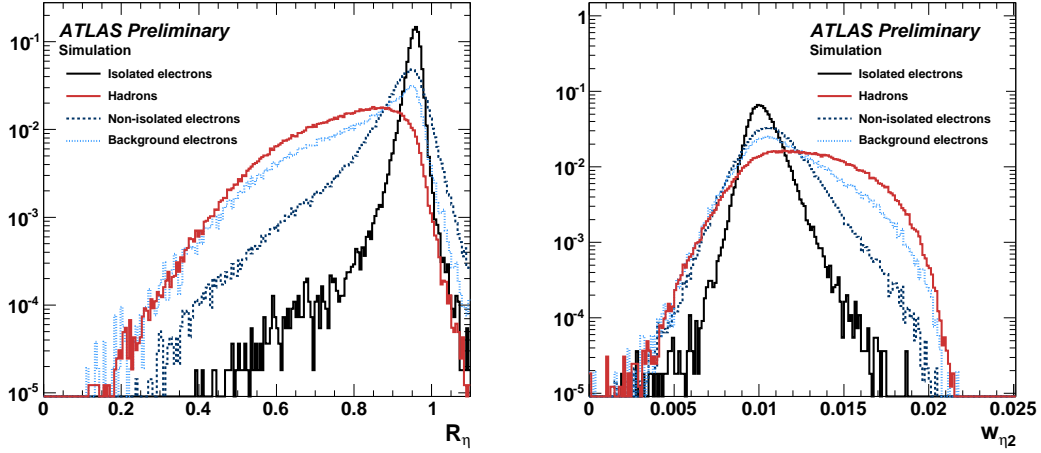


FIGURE 4.5: Distribution (normalisée à l'unité) dans la simulation Monte Carlo des variables R_η (gauche) et $w_{\eta 2}$ (droite) pour des électrons isolés et les principaux bruits de fond (cf paragraphe 4.2.2.1) à l'identification de tels électrons. [90]

La sélection *loose* est particulièrement adaptée à l'identification d'électrons pour la recherche de processus physiques peu affectés par le bruit de fond du fait de topologies spécifiques. Les études effectuées sur la simulation Monte Carlo [90] montrent un pouvoir de rejet pour la mauvaise identification de jets en électrons de l'ordre de 600 et une efficacité d'identification de 94% pour des énergies transverses au delà de 20 GeV.

Sélection *medium* En plus des critères déjà appliqués dans la sélection *loose*, la sélection *medium* inclut des informations liées à la première couche du calorimètre (*strips*) ainsi qu'à la qualité de la reconstruction de la trace et requiert une bonne association entre trace et amas.

Ainsi, la quantité E_{ratio} déjà mentionnée à la section 4.1.1.2 permet, grâce à l'identification de deux maxima d'énergie distincts dans la première couche du calorimètre, de rejeter les décroissances de pions neutres ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). La distribution associée à cette variable est présentée figure 4.6 (gauche). Elle est requise supérieure à 0.835 pour des électrons d'impulsion transverse supérieure à 80 GeV dans la région définie par : $0.1 \leq |\eta| < 0.8$.

La forme de la gerbe électromagnétique dans la première couche du calorimètre est quant à elle quantifiée par :

$$w_{\text{stot}} = \sqrt{\frac{\sum E_C \times (C - C_{\text{max}})^2}{\sum E_C}}, \quad (4.2)$$

où E_C est l'énergie de la cellule numéro C et C_{max} la cellule de plus haute énergie, $C - C_{\text{max}}$ quantifiant alors l'écart de la cellule C au coeur de la gerbe et

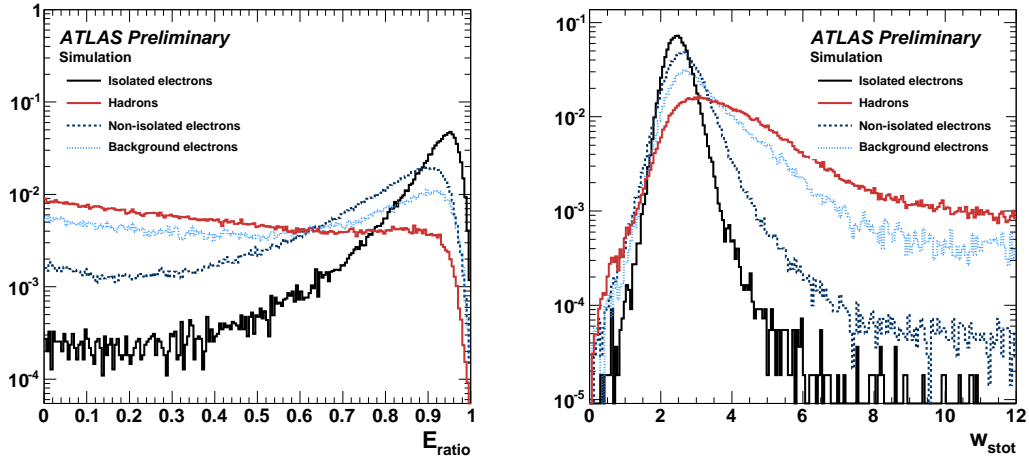


FIGURE 4.6: Distribution (normalisée à l'unité) dans la simulation Monte Carlo des variables E_{ratio} (gauche) et w_{stot} (droite) pour des électrons isolés et les principaux bruits de fond (cf paragraphe 4.2.2.1) à l'identification de tels électrons. [90]

où la somme est effectuée sur un ensemble de 20 *strips*. La distribution de cette variable est illustrée figure 4.6 (droite). Elle est requise inférieure à 2.5 pour des électrons d'impulsion transverse supérieure à 80 GeV dans la région définie par : $0.1 \leq |\eta| < 0.8$.

La sélection *medium* permet, tout en conservant une efficacité d'identification de 90%, l'amélioration du rejet des jets d'un facteur 7 pour des électrons dont les énergies transverses sont au delà de 20 GeV.

Sélection *tight* Aux critères déjà mentionnés pour les deux premiers niveaux d'identification, l'identification *tight* ajoute des critères supplémentaires sur la qualité et l'association de la trace à l'amas ainsi qu'un rejet explicite des candidats électrons pouvant être associés à une conversion de photon reconstruite.

Citons, parmi ces critères, la présence d'un impact dans la première couche du détecteur à pixels (*b-layer*) participant au rejet des électrons issus de conversions et le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion mesurée par le détecteur interne : E/p qui fait l'objet d'une étude spécifique à la section 4.5.

L'optimisation des coupures appliquées dans chacune de ces trois sélections a été effectuée suivant dix plages différentes en pseudo-rapidity dictées par la géométrie du détecteur et onze plages en énergie transverse, de 5 GeV aux énergies transverses au delà de 80 GeV.

Les distributions de chacune des observables ainsi que les efficacités d'identification *IsEM* pour des électrons isolés, non isolés avec des impulsions de l'ordre

de la dizaine de GeV et pour les principaux de bruits de fonds définis plus tôt sont décrites de manière plus exhaustive dans la référence [90]. La recherche d'une résonance massive implique l'identification d'électrons dont les impulsions peuvent atteindre plusieurs centaines de GeV. Les performances attendues pour des électrons à très haute impulsion seront décrites à la section 4.3.

Notons brièvement qu'avec l'augmentation du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux, les critères d'identification présentés ont fait l'objet d'une nouvelle optimisation au cours de l'année 2011. Cette optimisation a permis d'obtenir des performances moins sensibles aux conditions d'empilement et de préserver les taux de déclenchement observés au niveau 1. Ces identifications, dénotées *IsEM++*, sont basées sur les variables déjà présentées dans le tableau 4.2 qui ont été réordonnées au sein des trois critères d'identification *loose++*, *medium++* et *tight++*. L'analyse présentée au chapitre 5 fait mention de ces trois niveaux d'identification sans les appliquer au final. Plus de détails pourront être trouvés dans la référence [91].

4.2.2.2 Identification vers l'avant

La couverture du détecteur interne étant limitée aux pseudo-rapidités inférieures, en valeur absolue, à 2.47, les électrons vers l'avant sont identifiés uniquement à partir des informations liées au développement de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique pour des pseudo-rapidités couvrant la région : $2.5 < |\eta| < 4.9$. Les observables utilisées pour les deux identifications, *loose* et *tight*, vers l'avant sont majoritairement construites à partir des moments de l'amas topologique :

$$\langle x^n \rangle = \frac{\sum_i E_i x_i^n}{\sum_i E_i}, \quad (4.3)$$

où $\langle x^n \rangle$ est le moment de degré n d'une variable x , E_i l'énergie associée à une cellule de l'amas, et où la somme est effectuée sur la totalité des cellules le constituant.

Sélection *loose* vers l'avant L'identification *loose* vers l'avant inclut des informations sur le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique : λ_{centre} , $\langle \lambda^2 \rangle$ et sur le développement dans le plan transverse à sa direction : $\langle r^2 \rangle$ (cf tableau 4.3).

Les moments $\langle \lambda^2 \rangle$, $\langle r^2 \rangle$ sont définis à partir des variables :

- $r_i = |(\vec{x}_i - \vec{c}) \times \vec{s}|$ quantifiant la distance dans le plan transverse r_i entre la direction \vec{x}_i de chaque cellule de l'amas par rapport à l'axe de la gerbe \vec{s} .
- $\lambda_i = (\vec{x}_i - \vec{c}) \cdot \vec{s}$ quantifiant la distance longitudinale de chaque cellule à l'axe de la gerbe.

Type	Description	Nom
Sélection <i>loose</i> vers l'avant		
Acceptance géométrique	$2.5 < \eta < 4.9$	
Profondeur de la gerbe	Distance du barycentre de la gerbe électromagnétique à l'entrée du calorimètre mesurée selon l'axe de la gerbe	λ_{centre}
Moment longitudinal d'ordre 2	Moment d'ordre 2 de la distance de chaque cellule au centre de la gerbe dans la direction longitudinale (λ_i)	$\langle \lambda^2 \rangle$
Moment transverse d'ordre 2	Moment d'ordre 2 de la distance de chaque cellule au centre de la gerbe dans la direction transverse (r_i)	$\langle r^2 \rangle$
Sélection <i>tight</i> vers l'avant (inclut <i>loose</i> vers l'avant)		
Énergie maximale d'une cellule	Fraction de l'énergie de l'amas contenue dans la cellule la plus énergétique	f_{max}
Moment latéral normalisé	w_2 est le moment d'ordre 2 de r_i avec $r_i = 0$ pour les deux cellules les plus énergétiques, w_{max} étant le moment d'ordre 2 de r_i avec $r_i = 4$ cm pour ces mêmes deux cellules et $r_i = 0$ pour celles restantes	$\frac{w_2}{w_2 + w_{\text{max}}}$
Moment longitudinal normalisé	l_2 est le moment d'ordre 2 de λ_i avec $\lambda_i = 0$ pour les deux cellules les plus énergétiques, l_{max} étant le moment d'ordre 2 de λ_i avec $\lambda_i = 10$ cm pour ces mêmes deux cellules et $\lambda_i = 0$ pour celles restantes	$\frac{l_2}{l_2 + l_{\text{max}}}$

TABLE 4.3: Définition des variables utilisées pour les critères d'identification *loose* et *tight* vers l'avant dans la région du détecteur couvrant : $2.5 < |\eta| < 4.9$.

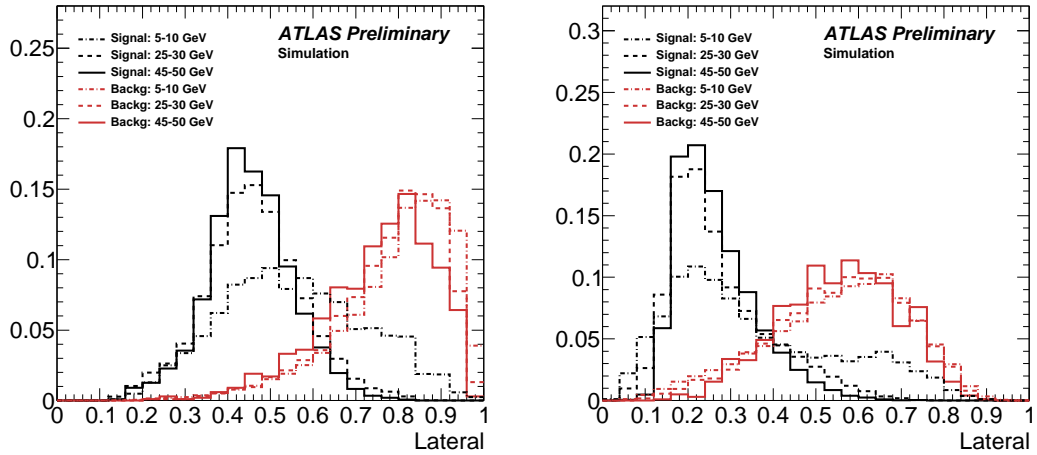


FIGURE 4.7: Distribution (normalisée à l'unité) dans la simulation Monte Carlo du moment latéral normalisé pour des électrons isolés ($Z \rightarrow ee$) et les candidats électrons provenant de jets dans la roue interne du bouchon du calorimètre électromagnétique (gauche) et dans le calorimètre vers l'avant *FCAL* (droite). Ces distributions sont présentées pour trois gammes en énergie transverse et correspondent aux conditions d'empilement de l'année 2010 (empilement négligeable). [90]

Sélection *tight* vers l'avant La sélection *tight* vers l'avant, en plus des critères déjà appliqués, tient compte d'informations complémentaires sur les développements longitudinal et latéral de la gerbe ainsi que sur la fraction de l'énergie de l'amas comprise dans la cellule la plus énergétique. La figure 4.7 présente la distribution de l'une des variables utilisées, le moment latéral normalisé, tirée de la simulation pour les électrons issus du processus $Z \rightarrow ee$ et les candidats électrons provenant de jets mal "identifiés".

Contrairement à l'identification des électrons dans la région centrale, l'identification des électrons vers l'avant ne fait l'objet d'aucune optimisation en fonction de la gamme en énergie transverse ou de la plage en pseudo-rapacité. De plus, l'absence de trace reconstruite rend impossible la distinction entre électron et photon. Les études menées sur la simulation [90] montrent par ailleurs un taux de rejet des jets de l'ordre de 800 et 1700 pour les critères *loose* et *tight* vers l'avant couplé à une efficacité de sélection du signal (événements $Z \rightarrow ee$) de respectivement 74% et 60%. Ceci représente une dégradation du pouvoir de rejet des jets d'un facteur 10 à 100 par rapport à la région centrale et l'utilisation des électrons/photons identifiés vers l'avant est donc adaptée dans le cas de la recherche de processus physiques comportant des topologies spécifiques ($H \rightarrow eeee$).

L'inclusion des électrons vers l'avant issus de la désintégration d'un boson Z' a néanmoins été étudiée et est exposée plus en détails au paragraphe 5.2.2

4.2.2.3 Isolation

Dans le cas des analyses menées dans ATLAS impliquant la décroissance d'un boson W ou Z en électrons, ceux ci sont isolés dans l'état final. C'est aussi le cas dans l'éventualité où un nouveau boson lourd Z' se désintégrerait en deux électrons. Ceci ajoute donc, pour de tels processus, la possibilité d'une variable discriminante entre électrons et jets, pour lesquels l'activité autour de la direction du jet est généralement plus importante que pour un électron. Différentes variables basées à la fois sur les informations des calorimètres et du détecteur interne existent dans ATLAS afin de caractériser cette activité. On trouve ainsi des critères d'isolation de la trace et de l'amas électromagnétique. C'est l'isolation de l'amas électromagnétique qui est décrite par la suite.

L'isolation de l'amas électromagnétique est construite à partir des énergies transverses des cellules contenues dans un cône de demi angle au sommet ΔR ¹. A ces énergies est soustraite l'énergie transverse de 5×7 cellules en (η, ϕ) autour du candidat électron afin de définir comme isolation l'énergie transverse contenue dans les cellules autour de l'amas.

La construction d'une telle variable est sensible à trois effets principaux : le bruit électronique, la fuite d'une partie de l'énergie de la gerbe dans le plan transverse à son développement et les effets dus à l'empilement des collisions.

1. $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$

L'effet du bruit électronique se traduit par l'observation d'une largeur caractéristique des distributions en isolation des candidats électrons et par conséquent ne présente pas un obstacle majeur à l'établissement d'un critère d'identification pour les candidats électron isolés.

La taille fixe de l'objet reconstruit par l'algorithme de fenêtre glissante a pour conséquence la possible fuite d'une partie de l'énergie de l'objet électron en dehors des 5×7 cellules définies plus tôt. La soustraction de l'énergie transverse de ces cellules à l'énergie d'isolation permet de retirer effectivement 95% de l'énergie transverse associée à l'objet. Les 5% restant présentent une dépendance avec l'énergie transverse de l'électron. Cette dépendance est prise en compte par une série de corrections détaillées dans la référence [92]. Les performances de ces corrections sont cruciales pour l'identification des électrons à très haute énergie transverse et sont décrites en section 4.3.1.2.

La présence de particules issues d'interactions autres que celles du processus dur peut contribuer à l'énergie transverse d'isolation mesurée pour les candidats électrons. Ces effets d'empilement ont pour conséquence directe l'augmentation de l'énergie d'isolation pour le cas de l'empilement en temps et sa diminution pour l'empilement hors temps. Si ces deux effets ont tendance à s'annuler une dépendance résiduelle est observée à la fois dans la simulation et dans les données et fait l'objet de corrections basées sur le nombre de vertex d'interaction primaires reconstruits dans l'événement [92]. L'importance des effets constatés présente une forte dépendance avec la taille du cône d'isolation choisi. Ceci motive le choix effectué par la suite d'une variable d'isolation basée sur un cône de demi angle au sommet $\Delta R = 0.2$.

4.3 Performances dans la simulation

Les performances en terme d'identification des électrons et de résolution en énergie sont évaluées dans la simulation sur un échantillon Monte Carlo d'événements $pp \rightarrow Z' + X \rightarrow e^+e^- + X$ générés par PYTHIA [44], avec une configuration du générateur modifiée, dénoté plus tard : " Z' aplati". Les événements sont ensuite reconstruits dans ATHENA en utilisant la simulation Geant4 [93] du détecteur. La configuration utilisée dans PYTHIA permet la génération d'un échantillon comportant un nombre d'événements uniforme en fonction de la masse invariante diélectron via la suppression lors de la génération des termes de la fonction Breit-Wigner de la résonance et des effets dus à la luminosité de partons. Cette procédure est expliquée de manière plus détaillée dans la section 5.1.2. L'échantillon utilisé présente l'intérêt de fournir un nombre d'événements suffisant pour l'étude des performances d'identification des électrons jusqu'à des impulsions de l'ordre du TeV.

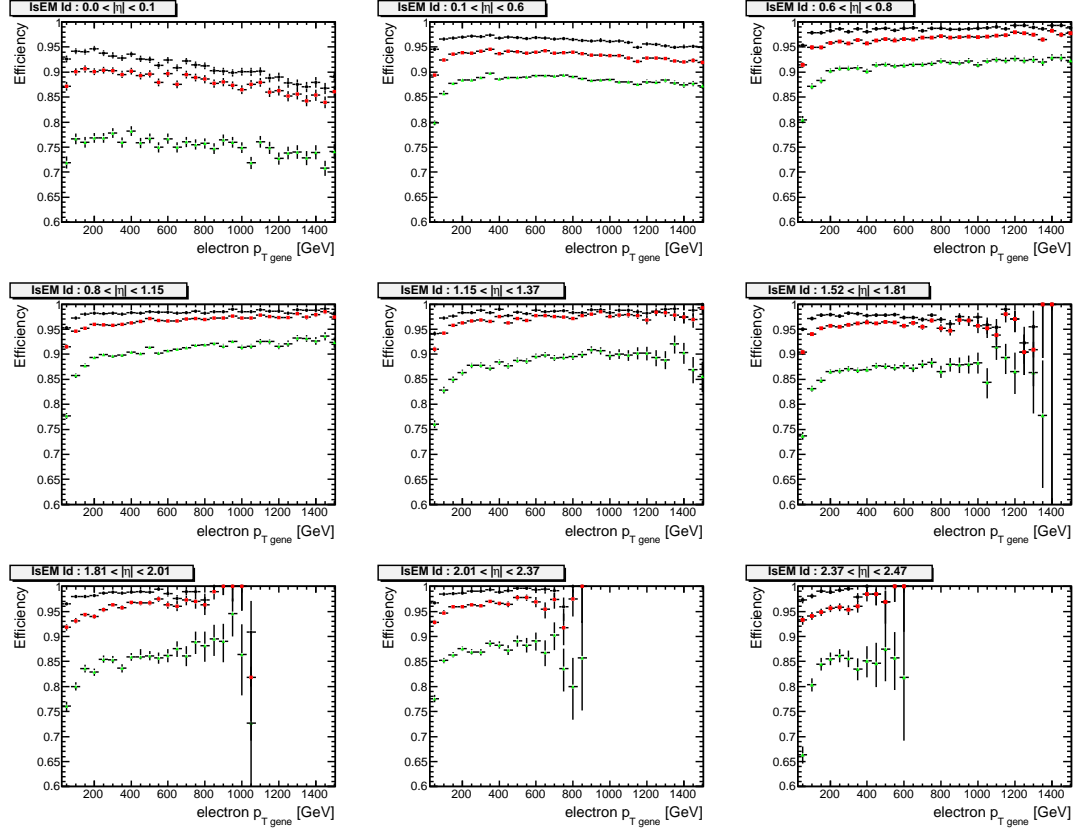


FIGURE 4.8: Efficacité d'identification (relative à un électron reconstruit) en fonction de l'impulsion générée de l'électron des trois critères *loose* (noir), *medium* (rouge) et *tight* (vert) pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

4.3.1 Efficacité d'identification dans la simulation

Ce qui suit présente l'efficacité des critères d'identification décrits plus tôt en fonction de l'impulsion générée des deux électrons issus du Z' pour des régions de pseudo-rapidité inférieure, en valeur absolue, à 2.47. Afin de s'affranchir de la distribution cinématique initiale des électrons liée au processus $q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$ généré dans l'échantillon " Z' aplati", l'étude est segmentée en neuf régions en pseudo-rapidité correspondant à celles définies pour l'optimisation des critères d'identification. Les efficacités dérivées le sont pour des candidats électrons ayant déjà satisfait la procédure de reconstruction par l'algorithme de fenêtre glissante, incluant alors l'association à une trace du détecteur interne. De cette manière, les efficacités discutées reflètent uniquement les performances d'identification. Dans le même but, des critères additionnels liés aux conditions d'opération du calorimètre électromagnétique sont appliqués sur la qualité des amas et afin d'exclure la région correspondant à la transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique : $1.37 < |\eta| < 1.52$.

4.3.1.1 Critères *IsEM*

La figure 4.8 montre l'efficacité d'identification des trois niveaux d'identification *loose*, *medium* et *tight* en fonction de l'impulsion de l'électron. A l'exception des deux régions les plus centrales, les trois niveaux d'identification présentent des efficacités constantes ou croissantes avec l'impulsion.

La perte d'efficacité constatée dans les deux régions les plus centrales : $0 < |\eta| < 0.6$ est observée dès l'identification *loose* et attribuable au critère concernant la fuite dans le calorimètre hadronique comme le montre la figure 4.9. La répétition de l'étude avec une segmentation en pseudo-rapacité plus fine dans la région proche de la jonction entre les deux demi-tonneaux n'a permis d'attribuer que partiellement cette perte d'efficacité à l'espacement de quelques millimètres existant entre eux. De plus, une fuite importante des électrons dans le calorimètre hadronique aux impulsions considérées est exclue dans la mesure où la conception du calorimètre électromagnétique impose de contenir la gerbe électromagnétique initiée par des électrons issus d'un boson Z' de masse de 5 à 6 TeV. Ce comportement reste donc mal compris mais est partiellement compensé dans l'identification *loose* par l'efficacité constatée pour les autres critères la composant. Les observables constituant les sélections *medium* et *tight* n'ajoutent aucune source d'inefficacité à haute impulsion transverse, qu'il s'agisse des variables d'identification basées sur les informations du calorimètre, du détecteur interne ou sur l'association entre la trace reconstruite et l'amas électromagnétique. A titre d'exemple, les efficacités des variables ω_{tot} et $\Delta\eta$ (cf. tableau 4.2) composant en partie l'identification *medium* sont présentées sur les figures 4.10 et 4.11. Elles sont ici dérivées pour un candidat électron déjà identifié comme *loose* et illustrent l'amélioration des performances d'identification avec l'impulsion pour les variables basées sur les informations du calorimètre électromagnétique et une efficacité stable pour les critères reposant sur la combinaison entre informations du détecteur interne et du calorimètre. Ici la largeur totale de la gerbe électromagnétique dans le premier compartiment du calorimètre, ω_{tot} , diminue avec l'impulsion transverse du candidat électron alors que l'écart en pseudo-rapacité entre la trace du détecteur interne et l'amas, $\Delta\eta$, est peu influencé par l'impulsion transverse de l'électron. Enfin, l'efficacité associée à la variable concernant la présence d'impact dans la première couche du détecteur interne faisant partie de l'identification *tight* est présentée figure 4.12. L'efficacité est dérivée par rapport à un candidat électron ayant déjà satisfait l'identification *medium*. On constate une efficacité stable à croissante avec l'impulsion transverse du candidat.

4.3.1.2 Critère d'isolation

La désintégration d'un boson Z' crée deux électrons isolés. Dans l'optique de l'application d'un critère d'isolation dans l'analyse décrite au chapitre 5, nous nous intéressons à l'efficacité d'une coupure sur l'isolation calorimétrique pour un

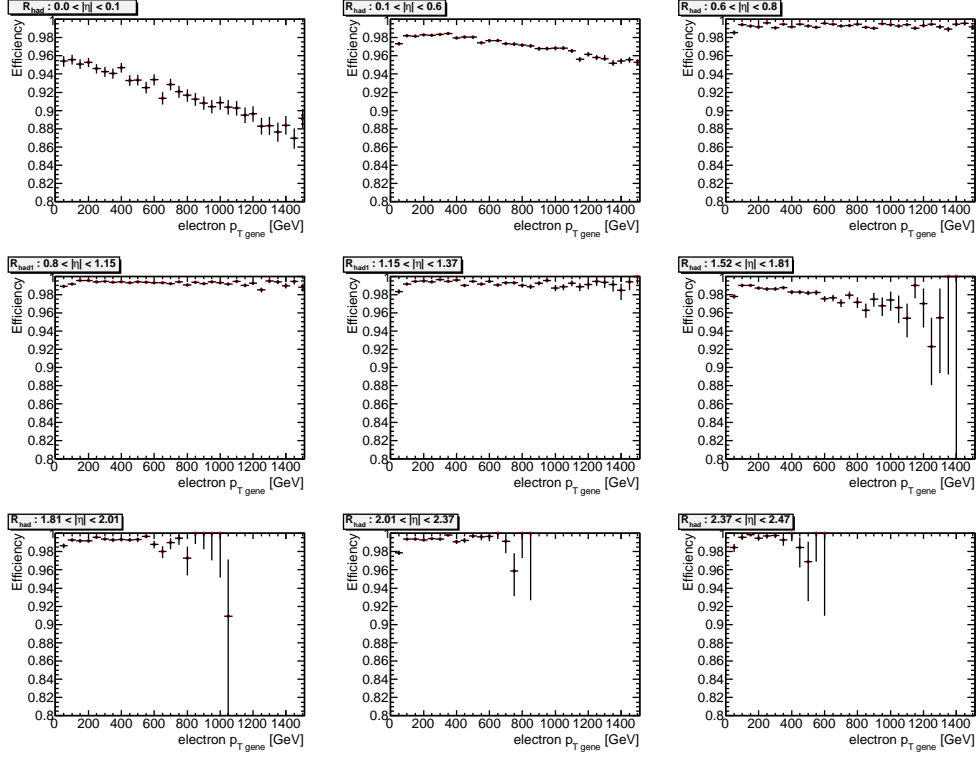


FIGURE 4.9: Efficacité (relative à un électron reconstruit), en fonction de l'impulsion de l'électron, de la coupure sur la fuite dans le calorimètre hadronique : R_{had1} ($|\eta| < 0.8$ et $|\eta| > 1.37$) ou R_{had} ($0.8 < |\eta| < 1.37$), pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

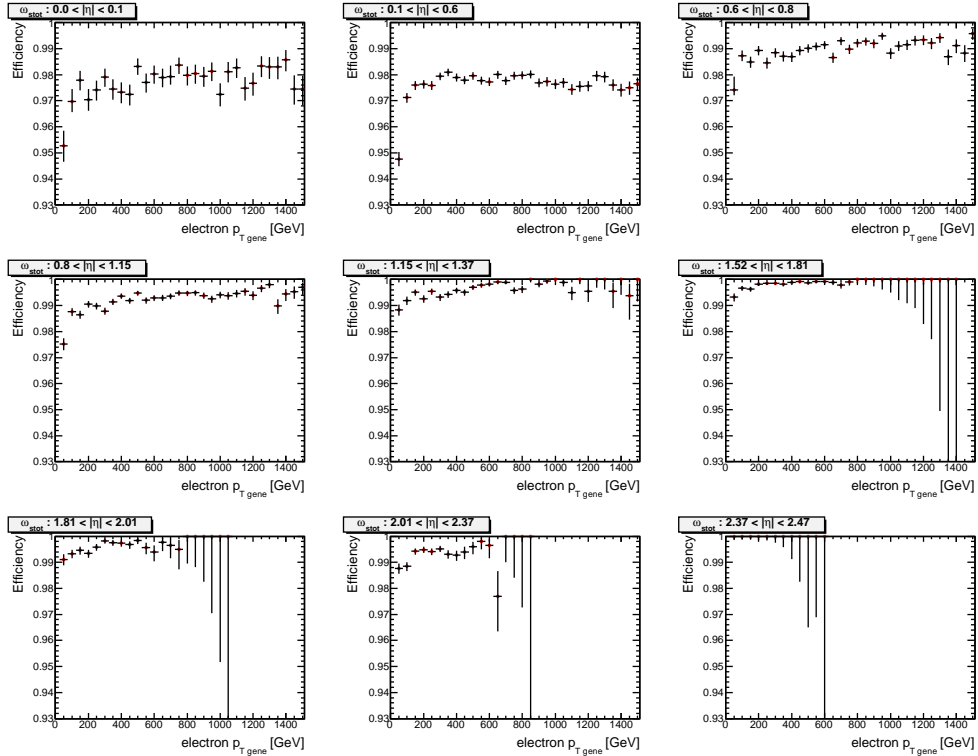


FIGURE 4.10: Efficacité (relative à un électron identifié comme *loose*), en fonction de l'impulsion de l'électron, du critère concernant la largeur totale de la gerbe électromagnétique dans le premier compartiment du calorimètre : ω_{stot} , pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

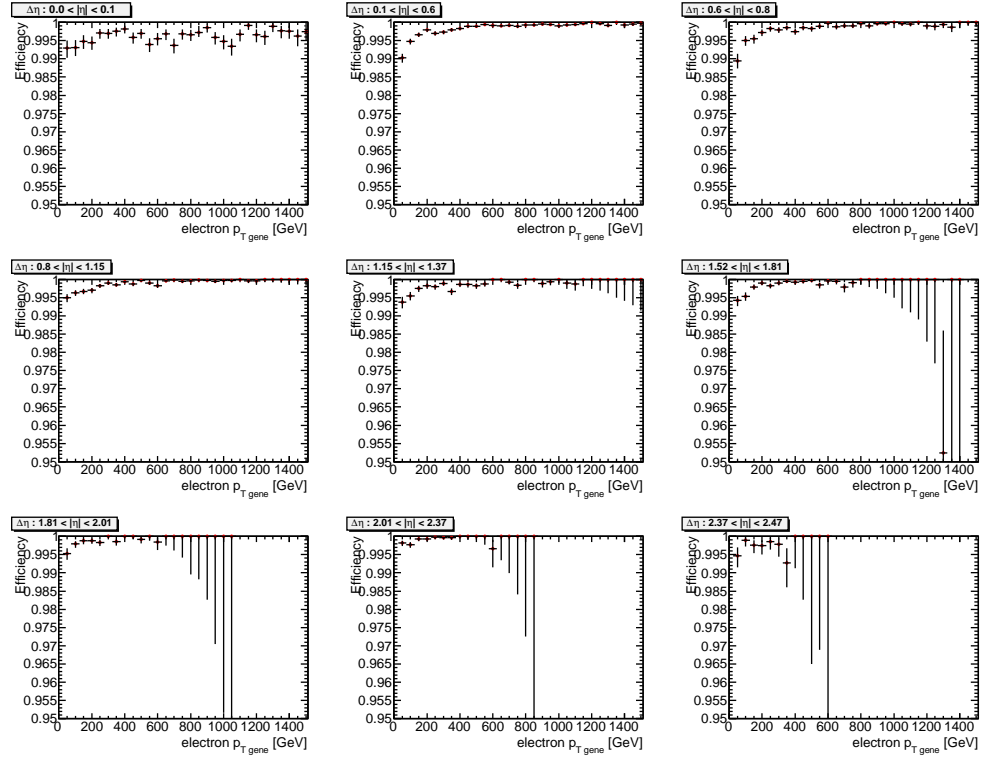


FIGURE 4.11: Efficacité (relative à un électron identifié comme *loose*), en fonction de l'impulsion de l'électron, du critère d'association trace–amas, pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

cône $\Delta R = 0.2$ en requérant moins de 7 GeV dans le cône d'isolation. L'efficacité par rapport à un électron identifié comme *medium* de ce critère d'isolation est ici dérivée en fonction de l'impulsion transverse pour chacun des deux électrons.

Les figures 4.13 et 4.14 montrent les efficacités constatées pour l'électron de plus haute impulsion transverse et l'électron avec la seconde plus haute impulsion transverse. Le second électron apparaît dans l'ensemble des régions comme moins isolé que le premier. Cet effet est en partie attribuable à la perte plus importante d'une partie des photons de Bremsstrahlung en dehors de l'amas pour le second électron. La répétition de l'étude avec une segmentation en pseudo-rapidité plus fine dans les deux régions entourant la zone de transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique a par ailleurs montré que la perte d'efficacité à haute impulsion transverse constatée pour ces deux régions était imputable aux seuls amas électromagnétiques localisés au plus proche de la zone. Enfin, en dépit des corrections évoquées au paragraphe 4.2.2.3, une dépendance résiduelle du critère d'isolation avec l'impulsion transverse est observée. Cette dépendance étant plus prononcée pour l'électron de seconde plus grande impulsion transverse, ceci justifie le choix effectué par la suite de ne requérir l'isolation que de l'électron de plus haute impulsion transverse. Notons que cette perte

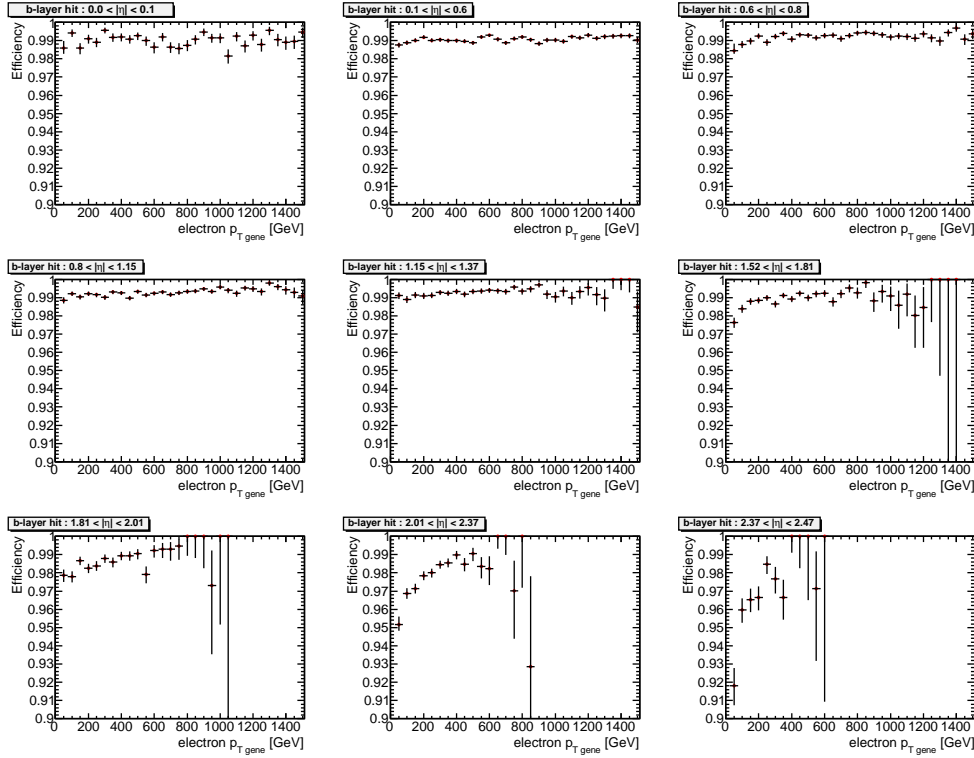


FIGURE 4.12: Efficacité (relative à un électron identifié comme *medium*), en fonction de l'impulsion de l'électron, de la requête sur la présence d'impact dans la première couche du détecteur interne, pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

d'efficacité n'est pas observée dans les données du fait de la limitation de la gamme cinématique couverte.

4.3.2 Résolution en énergie

Après reconstruction et identification des électrons, la précision de la détermination de leurs caractéristiques, notamment de leur énergie, est d'importance dans la définition de la sensibilité accessible à chaque analyse. La paramétrisation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique déjà mentionnée dans la section 1.4.2 :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \quad (4.4)$$

indique que les termes d'échantillonnage a , et de bruit b , deviennent négligeables devant le terme constant c pour des électrons de haute énergie.

Afin de quantifier la résolution en énergie du calorimètre, celle-ci a été évaluée avec la simulation Monte Carlo sur les électrons issus du Z' . Ceux-ci satisfont les critères de qualité de l'amas et sont reconstruits en dehors des zones de transition entre le tonneau et les bouchons. Enfin, chaque électron est identifié comme *me-*

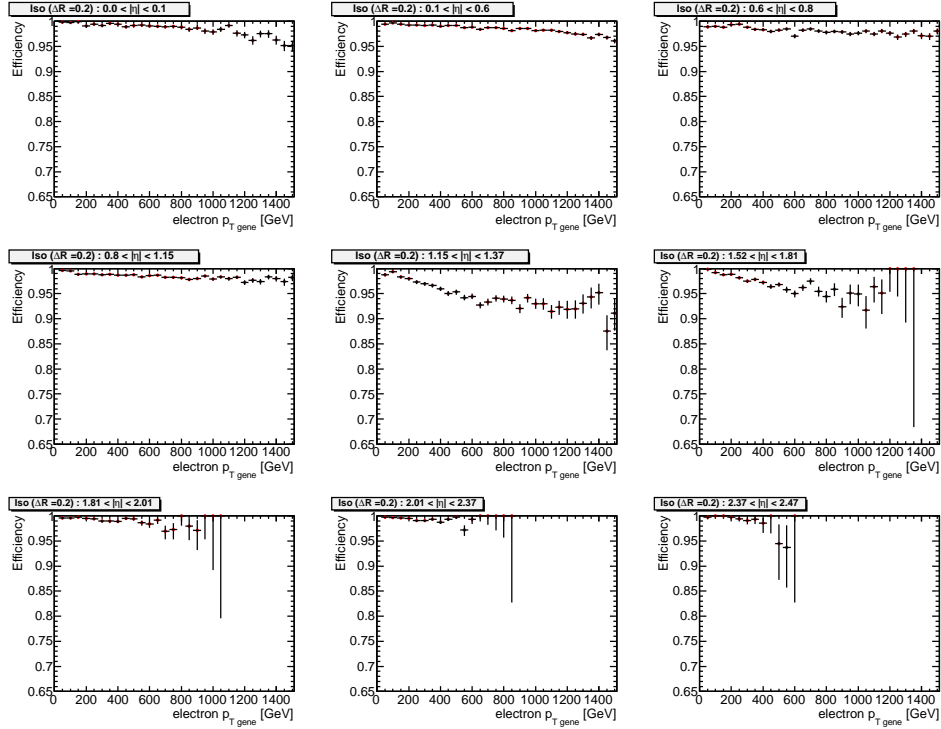


FIGURE 4.13: Efficacité (relative à un électron identifié comme *medium*), en fonction de l'impulsion de l'électron de plus haute impulsion, du critère d'isolation, pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

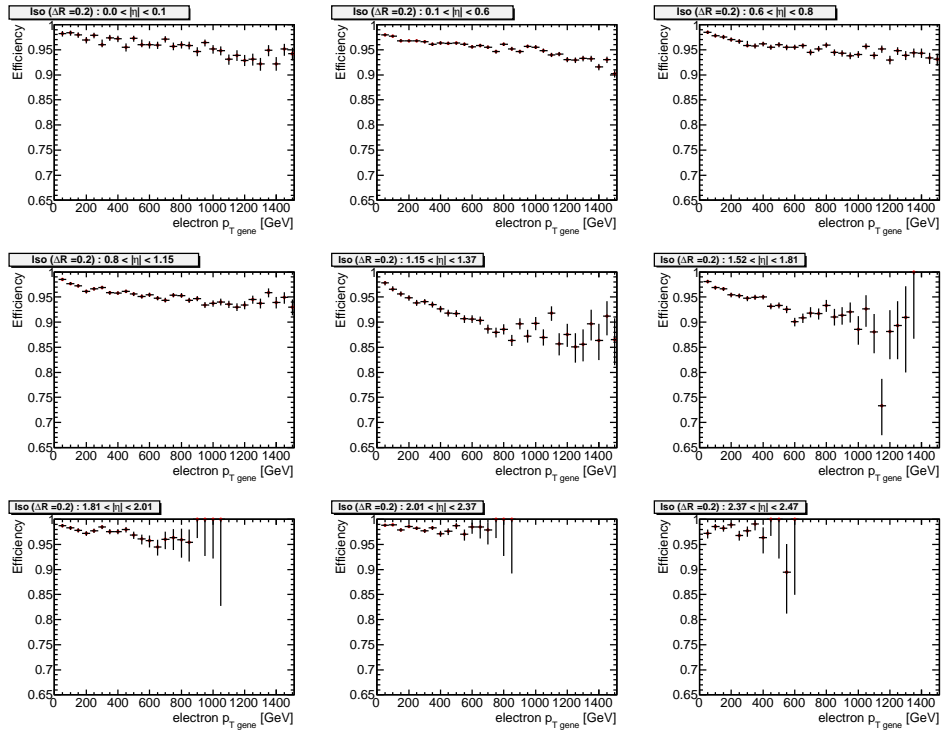


FIGURE 4.14: Efficacité (relative à un électron identifié comme *medium*), en fonction de l'impulsion de l'électron de seconde plus haute impulsion, du critère d'isolation, pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

dium et présente un impact dans la première couche du détecteur interne. Cette identification est proche de celle utilisée dans l'analyse présentée au chapitre 5. La résolution est extraite des distributions de la différence relative à l'énergie générée entre énergie générée et énergie reconstruite : $\frac{E_{gene}-E_{reco}}{E_{gene}}$. Cette quantité décrit l'énergie perdue par l'électron soit par des processus radiatifs dans l'état final, soit à travers le processus de reconstruction. L'étude a été segmentée en quatre régions en pseudo-rapacité ; deux pour le tonneau et deux autres pour les bouchons du calorimètre électromagnétique.

La figure 4.15 présente les distributions relatives aux régions en pseudo-rapacité : $|\eta| < 0.8$ et $1.81 < |\eta| < 2.47$, pour des électrons dont l'énergie à la génération est au delà de 500 GeV. Ces distributions présentent une partie centrale gaussienne et des queues en loi de puissance modélisables par une fonction de type Crystal Ball [94] permettant d'extraire à la fois la largeur et la valeur moyenne de la distribution quantifiant respectivement la résolution et le biais sur la mesure de l'énergie effectuée par le calorimètre électromagnétique.

La figure 4.16 (gauche) présente la résolution en énergie en fonction de l'énergie à la génération des électrons pour les quatre régions en pseudo-rapacité considérées. Cette figure montre une résolution sur la mesure de l'énergie constante pour les hautes énergies, dominée par le terme constant c . La résolution constatée aux pseudo-rapidités supérieures en valeur absolue à 1.52 montre une détérioration de la mesure dans les bouchons du calorimètre électromagnétique. Celle-ci est particulièrement visible à haute énergie pour la région : $1.52 < |\eta| < 1.81$, pour laquelle la quantité de matériel situé en amont du calorimètre est plus importante provoquant une perte d'énergie par l'électron plus prononcée. Dans cette région, la résolution attendue d'après la simulation est de l'ordre de 1.5% contre 0.8% pour les autres régions dont les performances sont proches de la valeur fixée à la conception du calorimètre de 0.7%

La figure 4.16 (droite) présente le biais sur la mesure de l'énergie en fonction de l'énergie à la génération. On y retrouve un biais plus important pour la mesure effectuée dans la partie bouchon du calorimètre et un effet plus prononcé pour la région en pseudo-rapacité située immédiatement après la transition tonneau-bouchon. La valeur du biais sur la mesure d'énergie reste toutefois inférieure à 1% de l'énergie réelle de l'électron reconstruit et identifié.

4.4 Validation des performances via des chandelles standards

Les résultats précédents sont entièrement dérivés de la simulation Monte Carlo basée sur la connaissance actuelle du détecteur, de sa géométrie et de sa réponse qui est inévitablement imparfaite. Toutefois, les données déjà accumulées par ATLAS permettent d'améliorer la connaissance engrangée lors des tests faisceaux.

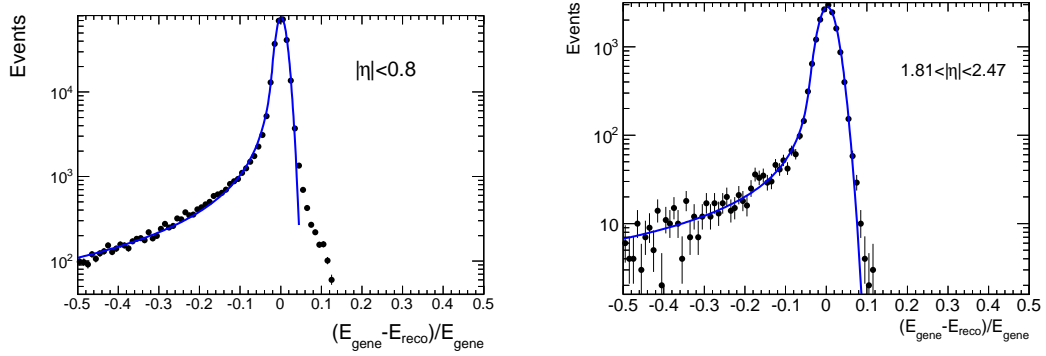


FIGURE 4.15: Distribution dans la simulation Monte Carlo de $\frac{E_{\text{gene}} - E_{\text{reco}}}{E_{\text{gene}}}$ pour des électrons identifiés comme *medium* et présentant un impact dans la première couche du détecteur à pixels pour les régions en pseudo-rapidité : $|\eta| < 0.8$ (gauche) et $1.81 < |\eta| < 2.47$ (droite).

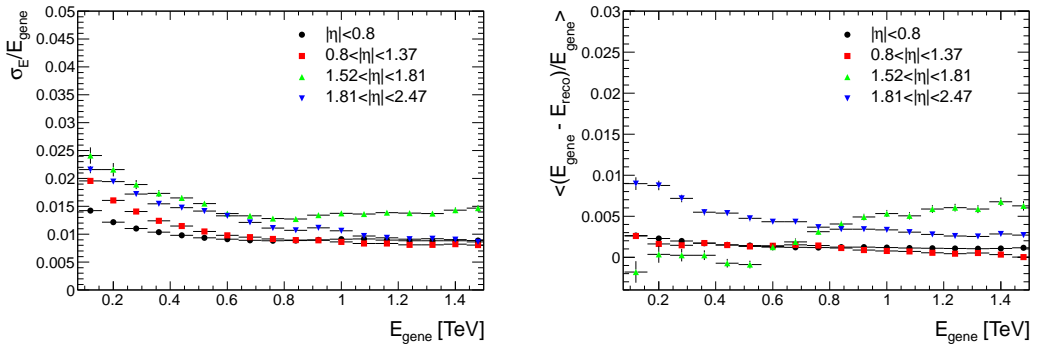


FIGURE 4.16: Résolution (gauche) et biais (droite) sur la mesure de l'énergie effectuée par le calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie à la génération des électrons identifiés comme *medium* et comportant un impact associé dans la première couche du détecteur à pixels.

Ainsi, en utilisant les masses bien connues du Z et du J/Ψ il est possible d'inférer in situ l'échelle d'énergie électromagnétique et la résolution du calorimètre ainsi que la linéarité de sa réponse. L'utilisation de ces *chandelles standard* ainsi que les décroissances du W permet aussi de déterminer à partir des données l'efficacité réelle d'identification des électrons. Les différences existant entre la simulation et les données peuvent être alors corrigées.

4.4.1 Échelle d'énergie et résolution

La conversion du signal recueilli dans le calorimètre en énergie, décrite dans le chapitre 2, est sensible aux potentielles erreurs de calibration. Dans ce contexte,

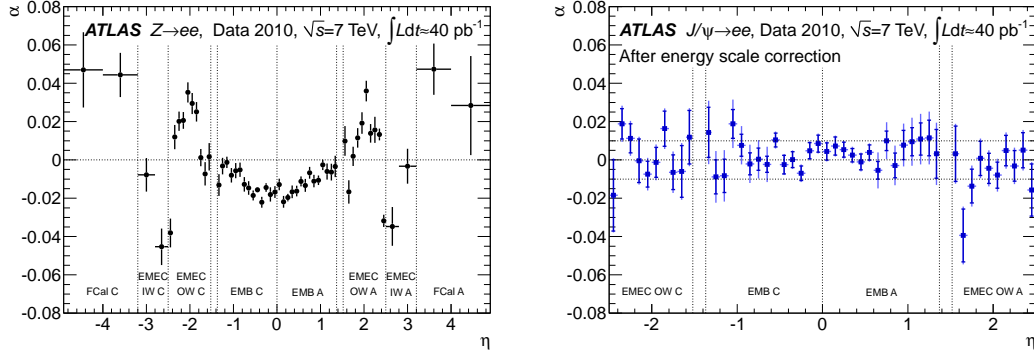


FIGURE 4.17: Facteurs de correction de l'échelle d'énergie α en fonction de la pseudo-rapacité de l'électron dérivés des ajustements sur les données $Z \rightarrow e^+e^-$ (gauche) et $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ (droite). Les facteurs de correction dérivés des événements $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ sont obtenus après application de ceux extraits via l'étude $Z \rightarrow ee$. [66]

l'erreur induite peut être paramétrée de la manière suivante :

$$E^{mesure} = E^{vraie}(1 + \alpha) , \quad (4.5)$$

où E^{mesure} est l'énergie mesurée par le calorimètre, E^{vraie} l'énergie véritable de l'électron et où α quantifie l'influence des erreurs de calibration. La comparaison des distributions en masse invariante entre le résultat de la sélection, dans les données, de deux électrons issus de la désintégration du boson Z selon des critères d'identification stricts et de la forme attendue d'après la simulation permet la détermination de ces facteurs correctifs α (facteurs d'échelle d'énergie). La description détaillée de l'extraction de ces facteurs pour chaque région du calorimètre est donnée dans la référence [66] pour les données de 2010. La figure 4.17 présente les facteurs ainsi extraits en fonction de la région en pseudo-rapacité pour les événements $Z \rightarrow ee$ et pour la répétition de la procédure sur les événements $J/\Psi \rightarrow ee$ après application des facteurs correctifs dérivés au pic du Z . La figure 4.18 donne quant à elle les mêmes facteurs de correction de l'échelle d'énergie en fonction de l'énergie de l'électron pour une région du tonneau et une région des bouchons du calorimètre électromagnétique.

De même que pour l'extraction des facteurs d'échelle d'énergie, la résolution en énergie est extraite dans les données et le Monte Carlo en tirant profit de la distribution en masse invariante diélectron au pic du Z . Le pic en masse invariante est modélisé par la convolution d'une fonction Breit-Wigner dont la largeur est fixée à la largeur mesurée du Z [95] et d'une fonction Crystal Ball pour la prise en compte de la résolution du détecteur. Comme dans la section 4.3.2, les paramètres de la fonction Crystal Ball permettent l'extraction de la résolution et du biais sur la mesure de l'énergie réalisée par le calorimètre. Après comparaison entre les résultats issus de la simulation et des données, une correction est appliquée sur le terme constant dans la simulation.

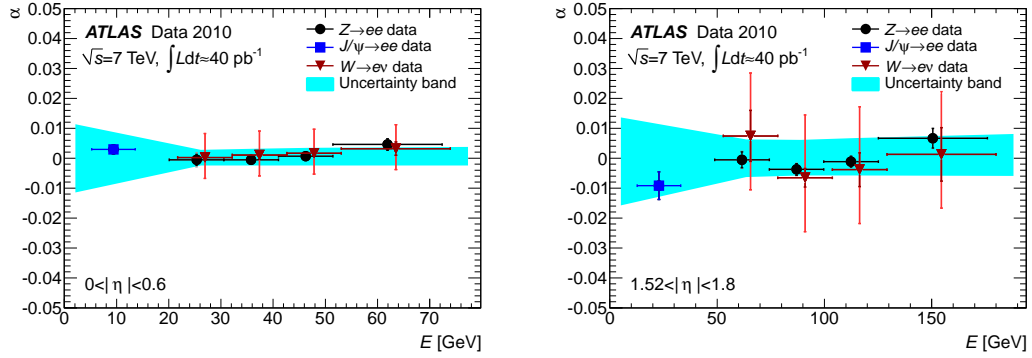


FIGURE 4.18: Facteurs de correction de l'échelle d'énergie α en fonction de l'énergie de l'électron mesurée dans les données 2010 pour des événements $Z \rightarrow ee$ (cercles), $J\psi \rightarrow ee$ (carré) et $W \rightarrow e\nu$ (triangles) pour deux régions en pseudo-rapidités : $|\eta| < 0.8$ (gauche) et $1.52 < |\eta| < 1.81$ (droite). La bande bleue représente l'incertitude systématique sur la mesure. [66]

Enfin notons que la linéarité de la réponse du calorimètre a été testée à partir des données accumulées en faisceau tests et de la simulation. Il a ainsi été montré dans [96] que la non-linéarité de cette réponse était négligeable.

4.4.2 Efficacités

Les efficacités de déclenchement, de reconstruction et d'identification peuvent être dérivées des données suivant une méthode dite d'étiquetage puis de sonde [97, 98] (*Tag&Probe* en anglais).

Elle consiste en la sélection dans les données d'un échantillon d'électrons pur et non biaisé : les sondes, par l'application d'une sélection stricte sur un autre objet de l'événement : l'étiquetage. En l'absence de sélection formelle basée sur la sonde, l'efficacité $\epsilon_x = \frac{(\text{nombre de sondes})_x}{(\text{nombre de sondes})_{\text{initial}}}$ de chacune des x étapes : déclenchement, reconstruction et identification, peut être évaluée en appliquant les critères correspondants au lot d'électrons sondes.

Cette méthode peut être appliquée aux processus $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$ pour lesquels l'étiquetage de l'événement est réalisé par la sélection d'un électron identifié comme *tight* ainsi que pour le processus $W \rightarrow e\nu$ en étiquetant l'événement sur la base d'une importante énergie transverse manquante.

Le nombre d'électrons sondes passant chacune des étapes précédentes ainsi que les contaminations résiduelles en bruit de fond de l'échantillon sont évalués pour différentes gammes en énergie transverse et différentes régions en pseudo-rapidité et permettent d'établir, d'après les données, une *cartographie* des efficacités liées au déclenchement, à la reconstruction et à l'identification des électrons.

L'évaluation de la contribution du signal (sondes) et du bruit de fond est dérivée pour le cas des processus $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$ via un ajustement sur la

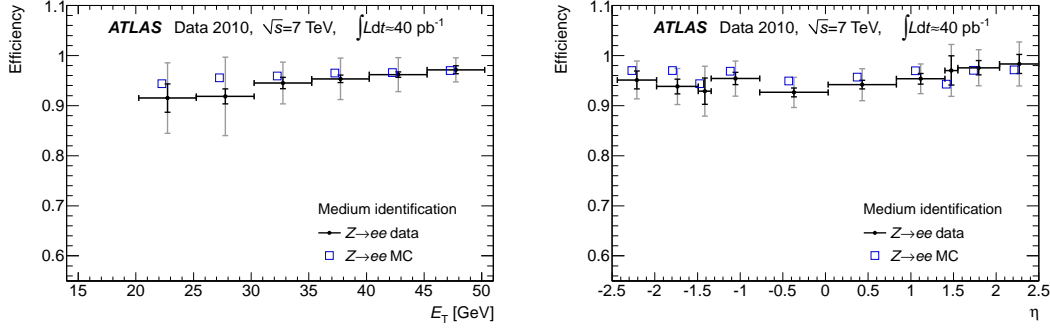


FIGURE 4.19: Efficacité du critère d'identification *medium* des électrons, évaluée dans les données 2010 par l'application de la méthode *Tag&Probe* sur les événements $Z \rightarrow ee$ et attendue dans la simulation Monte Carlo, en fonction de l'énergie transverse de l'électron lorsque intégrée sur la région : $|\eta| < 2.47$ (gauche) et de la pseudo-rapidité pour des électrons d'énergie transverse comprise entre 20 et 50 GeV (droite). [66]

masse invariante diélectron, le nombre de sondes étant finalement extrait dans une fenêtre en masse invariante restreinte autour de la résonance afin de sélectionner une région majoritairement composée de signal.

Dans le cas du processus $W \rightarrow e\nu$, un ajustement est réalisé sur la distribution de l'isolation basée sur un cône $\Delta R = 0.4$ de l'échantillon et l'évaluation du nombre de sondes est restreint aux objets isolés dominés par la contribution du signal.

La figure 4.19 illustre la comparaison des résultats obtenus pour des événements $Z \rightarrow ee$ par la méthode *Tag&Probe* (données de 2010) et dans la simulation Monte Carlo pour l'efficacité d'identification *medium*. Les différences existant entre les performances constatées dans les données et dans le Monte Carlo sont corrigées pour l'ensemble des étapes, déclenchement, reconstruction et identification, selon la sélection utilisée par chaque analyse via l'application de facteurs d'échelle aux électrons reconstruits et identifiés dans les échantillons Monte Carlo.

Les méthodes décrites précédemment permettent la validation des performances liées aux électrons dans la gamme cinématique couverte par la désintégration en électrons de ces trois *chandelles*. Elle reste donc limitée pour la validation des performances à très haute impulsion nécessaires à la recherche d'un nouveau boson Z' . Pour ces impulsions, les facteurs d'échelles sont extrapolés depuis ceux dérivés au pic du Z . Les comportements des variables intervenant dans les processus de déclenchement, de reconstruction et d'identification à haute impulsion sont pour la plupart déduits de ceux observés dans la simulation (cf 4.3.1) et de la validation des distributions associées à chaque variable pour des gammes en impulsion croissante [99].

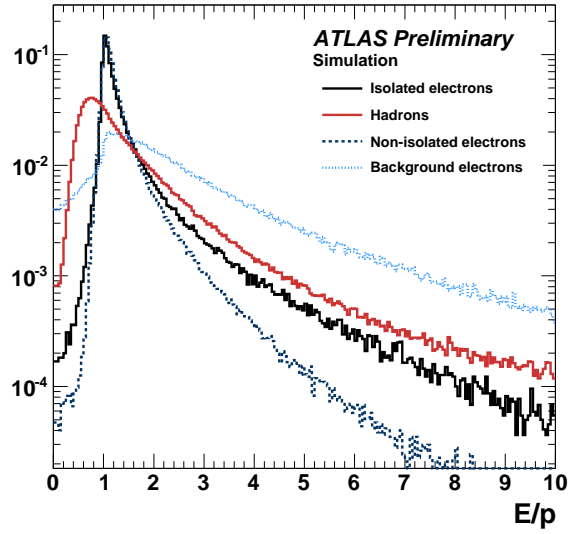


FIGURE 4.20: Distribution (normalisée à l'unité) dans la simulation Monte Carlo du rapport entre l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique et la mesure effectuée par le détecteur interne de l'impulsion de la trace associée pour des électrons isolés et les principaux bruits de fond à la recherche d'électrons isolés. [90]

4.5 Validation du critère E/p

Les mesures sur l'impulsion de la trace et l'énergie du candidat électron effectuées par le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique sont complémentaires et permettent de différencier un électron isolé des différents bruits de fond via le rapport de ces deux mesures : E/p , comme l'illustre la figure 4.20. Cette variable, définie pour la région centrale du détecteur, correspond à l'un des critères utilisés pour l'identification *tight* des candidats électrons et fait l'objet d'une sélection de telle sorte que seuls les électrons compris entre une valeur minimale et une valeur maximale sont considérés comme identifiés *tight*. Toutefois, lors du redémarrage de la prise de données en 2011, les critères appliqués à cette variable ont montré une forte dépendance avec l'impulsion transverse du candidat électron. Est exposée ici l'étude effectuée sur la simulation et les données afin d'identifier la source de cette perte d'efficacité et de permettre la définition d'une coupure adaptée aux électrons de haute impulsion.

4.5.1 Étude dans la simulation

L'efficacité du critère d'identification, ainsi que l'influence de la résolution sur la mesure de la trace et de l'énergie du candidat électron sur cette efficacité a été étudiée sur les événements $pp \rightarrow Z' + X \rightarrow e^+e^- + X$ de l'échantillon Monte Carlo " Z' aplati". Les électrons pris en compte dans cette étude satisfont la présélec-

tion utilisée pour l'évaluation des efficacités des critères d'identification $IsEM^2$. A cette présélection s'ajoute l'utilisation d'un déclenchement basé sur l'identification en ligne dans l'événement d'un électron *medium* d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV : $e20_medium$. L'électron est ensuite identifié hors ligne comme *medium* avec une impulsion transverse supérieure à 25 GeV. Ces critères additionnels sont en adéquation avec l'étude menée ensuite sur les données.

4.5.1.1 Efficacité

Les figures 4.21 et 4.22 représentent l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse de l'amas, relative à un électron déjà identifié comme *medium*, des coupures concernant les valeurs minimale³ et maximale prises par E/p . La figure 4.22 indique une forte dépendance de l'efficacité de la coupure sur la valeur minimale prise par E/p avec l'impulsion transverse. Afin d'annuler cette dépendance, un critère relâché a été envisagé mais la figure 4.23(gauche) montre, pour l'une des régions en pseudo-rapidité du calorimètre, l'existence d'une dépendance résiduelle quelle que soit la valeur de la coupure appliquée. Cette dépendance est par ailleurs visible dans l'ensemble des autres régions du calorimètre. La figure 4.21 montre que, à l'inverse, l'efficacité de la coupure sur la valeur maximale de E/p ne présente aucune dépendance avec l'impulsion transverse du candidat électron. Ceci est valable quelle que soit la coupure appliquée et pour l'ensemble des régions du calorimètre. A titre d'exemple l'efficacité de différents critères est illustrée figure 4.23(droite) pour la région : $0.6 < |\eta| < 0.8$.

4.5.1.2 Résolution

Dans le but d'identifier l'origine de la dépendance en impulsion transverse de l'amas de la coupure E/p , les résolutions sur l'énergie de l'amas, sur l'impulsion de la trace associée ainsi que sur l'inverse de l'impulsion de la trace et E/p ont été étudiées suivant diverses gammes en impulsion transverse pour les candidats électrons présélectionnés. Pour chacune des X variables (énergie de l'amas, impulsion de la trace associée, inverse de l'impulsion de la trace et E/p) et chaque gamme en impulsion, nous nous sommes intéressés à la distribution normalisée à un de la quantité $\frac{X_{gene}-X_{reco}}{X_{gene}}$. L'ensemble des distributions ainsi obtenues est visible sur la figure 4.24. Les distributions de $\frac{E_{gen}-E_{reco}}{E_{gen}}$ sont conformes aux conclusions déjà données à la section 4.3.2, et montrent une amélioration de la résolution avec l'impulsion transverse de l'électron. Les distributions de $\frac{p_{gen}-p_{reco}}{p_{gen}}$ et $\frac{1/p_{gen}-1/p_{reco}}{1/p_{gen}}$ indiquent une détérioration de la mesure de l'impulsion associée à la trace, à

2. L'électron est reconstruit, suivant l'algorithme de fenêtre glissante, en dehors des zones de transition entre tonneau et bouchons et satisfait les critères concernant la qualité de l'amas.

3. Les valeurs des coupures définies ici correspondent à celles existant au démarrage de la prise de données 2011.

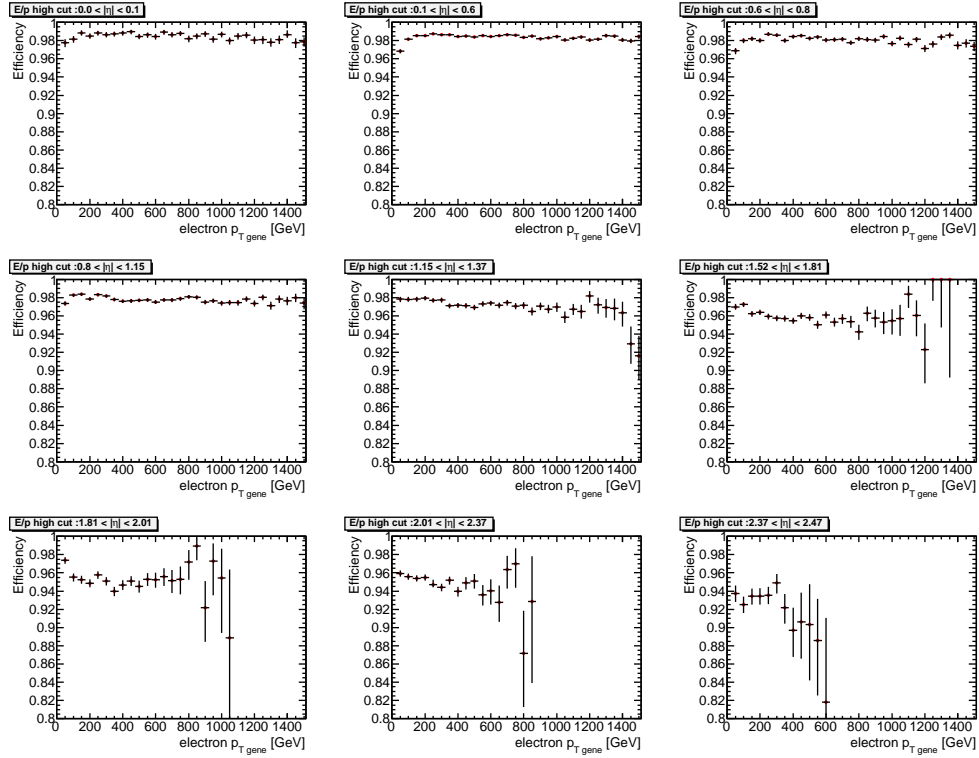


FIGURE 4.21: Efficacité (relative à un électron identifié comme *medium*), en fonction de l'impulsion de l'électron, de la coupure sur la valeur maximale prise par le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion de la trace associée ($E/p < 10$), pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

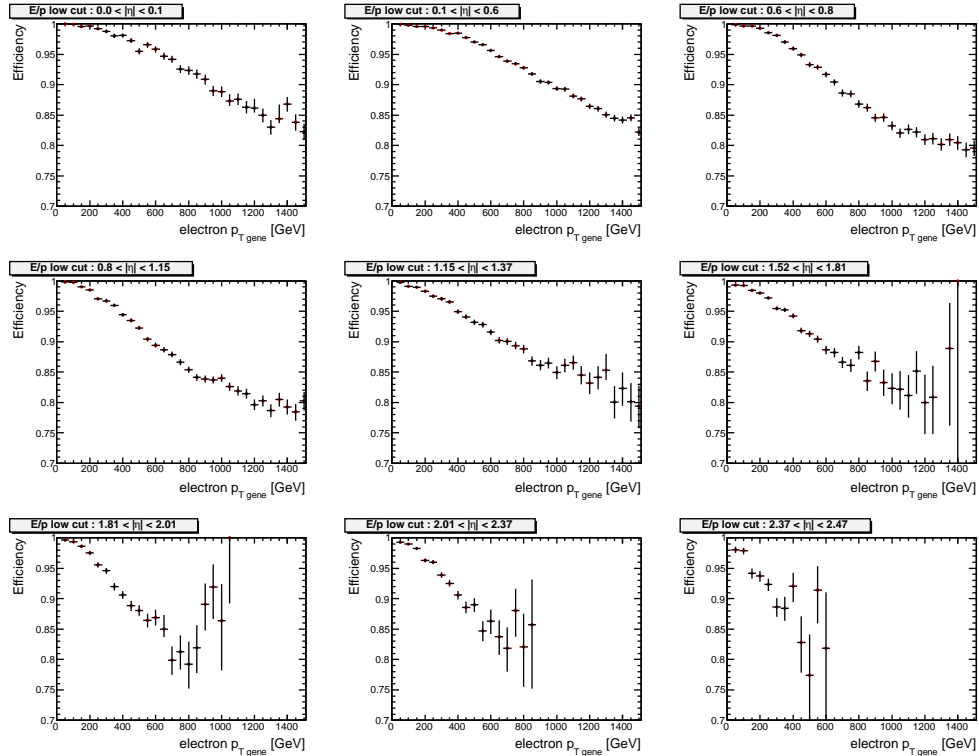


FIGURE 4.22: Efficacité (relative à un électron identifié comme *medium*), en fonction de l'impulsion de l'électron, de la coupure sur la valeur minimale prise par le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion de la trace associée ($E/p > 0.7$), pour neuf régions en pseudo-rapidité du détecteur.

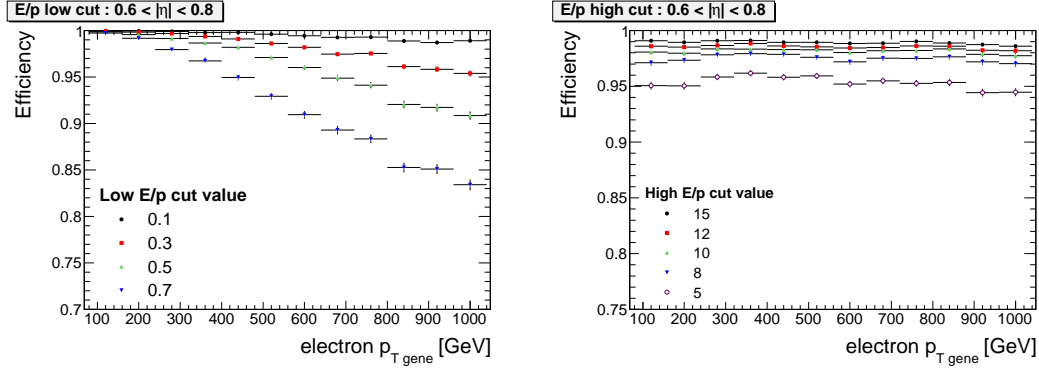


FIGURE 4.23: Efficacité (relative à un électron identifié comme *medium*), en fonction de l'impulsion de l'électron, des coupures sur la valeur minimale (gauche) et maximale (droite) du rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion de la trace associée, pour différents choix de coupures. Ces résultats sont présentés pour la région en pseudo-rapidité : $0.6 < |\eta| < 0.8$, les tendances observées restant valables sur l'ensemble de la région couverte par le détecteur interne : $|\eta| < 2.47$.

mesure que l'impulsion transverse de l'électron croît. La possibilité de surestimer l'impulsion reconstruite et donc de sous-estimer l'inverse de l'impulsion est ainsi plus importante à haute impulsion qu'à faible impulsion. Ceci est à relier au fait que les électrons de haute impulsion sont moins courbés par le champ magnétique du solénoïde et par conséquent l'information du détecteur interne pour la reconstruction de l'impulsion de la trace est moins performante. Enfin, les distributions de la figure 4.24(droite bas) montrent la combinaison des performances en terme de résolution sur l'énergie par le calorimètre et sur la mesure de l'impulsion par le détecteur interne qui conduisent à une sous estimation de E/p de plus en plus importante de cette variable avec l'augmentation de l'impulsion transverse, responsable de la perte d'efficacité constatée plus tôt.

En définitive, tout critère sur la valeur minimale de E/p a été abandonné lors de la prise de donnée 2011 pour les électrons de haute impulsion transverse ($p_T > 80$ GeV). L'application d'un critère sur la valeur maximale que peut prendre cette variable reste toutefois possible.

4.5.2 Validation dans les données

Afin de valider l'utilisation d'une coupure sur la valeur maximale de E/p pour les électrons de haute impulsion transverse, l'efficacité de cette coupure en fonction de l'impulsion transverse des électrons a été vérifiée dans la première partie des données enregistrées en 2011, représentant 871 pb^{-1} pour des électrons d'impulsion transverse au delà de 80 GeV.

Pour s'assurer de la qualité des données utilisées une sélection minimale est appliquée sur les événements collectés :

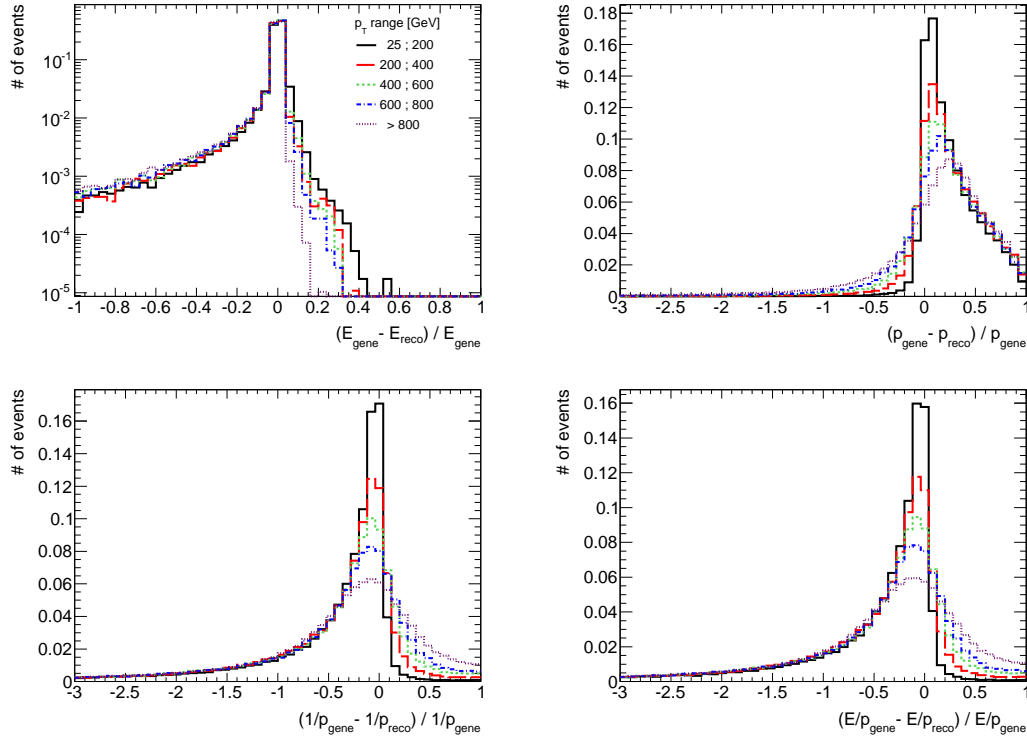


FIGURE 4.24: Distribution de la quantité $\frac{X_{gene} - X_{reco}}{X_{gene}}$, pour les électrons présélectionnés dans le cadre de l'étude de la variable E/p , selon des gammes croissantes en impulsion transverse. X représente successivement, l'énergie mesurée par le calorimètre de l'amas électromagnétique, l'impulsion mesurée par le détecteur interne de la trace associée à l'amas, l'inverse de l'impulsion de la trace, et le rapport entre l'énergie de l'amas et l'impulsion de la trace.

- l'événement fait partie du lot de données qualifiées (cf section 3.4) ;
- l'événement passe la condition de suppression des bouffées de bruits (cf section 3.3.3) ;
- l'événement contient au moins un vertex primaire comportant plus de deux traces afin de s'assurer qu'il s'agit d'un événement issu de collision.

Enfin, de la même façon que dans l'étude Monte Carlo, les candidats électrons considérés satisfont les conditions de qualité de l'amas électromagnétique et sont reconstruits en dehors des zones non instrumentées du détecteur et dans la région centrale définie par : $|\eta| < 2.47$.

A partir de cette présélection, l'évaluation de l'efficacité de la coupure E/p est déterminée relativement à un lot d'électrons déjà identifiés comme *medium* selon une méthodologie modifiée par rapport à celle présentée dans la section 4.4 afin de permettre l'utilisation d'un échantillon signal couvrant une gamme étendue en impulsion transverse. Cette méthodologie et l'extraction de l'efficacité de E/p correspondante sont décrites dans ce qui suit.

4.5.2.1 Sélection de l'échantillon signal

La sélection d'un échantillon enrichi en signal est réalisée par l'identification dans chaque événement de deux électrons *medium*, l'un d'entre eux ayant déclenché l'acquisition de l'événement en étant identifié en ligne comme *medium* avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Afin de s'affranchir des effets de seuil liés au déclenchement, les électrons identifiés hors ligne le sont avec une impulsion transverse minimale de 25 GeV. Afin de limiter le bruit de fond issu de la conversion de photons, la présence d'un impact dans la première couche du détecteur à pixels est ici requise.

Le lot d'électrons ainsi constitué est majoritairement composé d'électrons issus du processus $Z/\gamma^* \rightarrow ee$. Les autres processus présentant une contribution significative à la sélection appliquée ici, à haute impulsion, sont en majorité des processus pour lesquels on retrouve deux électrons dans l'état final et qui n'entachent par conséquent pas la pureté de l'échantillon. On retrouve les processus de production WW , WZ et ZZ pour lesquels les électrons proviennent de la décroissance du W et/ou du Z et le processus de production d'une paire de quarks top décroissant dans la voie purement leptonique. La contamination de l'échantillon est principalement le fait de la mauvaise identification de jets en électrons dans des processus QCD et lors de la production d'un boson W en association avec un ou plusieurs jets. Cette deuxième contribution jugée par ailleurs minoritaire a été négligée du fait de la difficulté à distinguer l'électron issu de la décroissance du W d'un jet mal identifié dans les événements sélectionnés.

4.5.2.2 Évaluation de la contamination de l'échantillon

La contamination de l'échantillon en jets est évaluée par un ajustement via deux composantes de la masse invariante diélectron dans les données. La première composante est tirée de l'application de la sélection précédente à la simulation Monte Carlo de l'ensemble des processus impliquant la présence de deux électrons dans l'état final mentionnés plus tôt, ainsi qu'à la contribution W +jets. Chaque échantillon Monte Carlo est sommé aux autres relativement à sa section efficace. La seconde composante issue des processus QCD est évaluée dans les données par la sélection d'un échantillon orthogonal au premier, enrichi en jets faussement identifiés comme électrons.

Afin de permettre la sélection d'un échantillon enrichi en jets, les données sont ici sélectionnées avec un déclenchement basé sur l'identification en ligne de deux objets électromagnétiques satisfaisant un critère *loose*. Les deux candidats électrons ensuite sélectionnés hors ligne satisfont le critère d'identification *loose* avec un critère additionnel sur l'impulsion transverse minimale des candidats de 25 GeV. Les candidats électrons doivent aussi avoir laissé un impact dans la première couche du détecteur à pixels. La sélection d'un échantillon orthogonal à l'échantillon signal est finalement obtenue en requérant qu'aucun des deux candi-

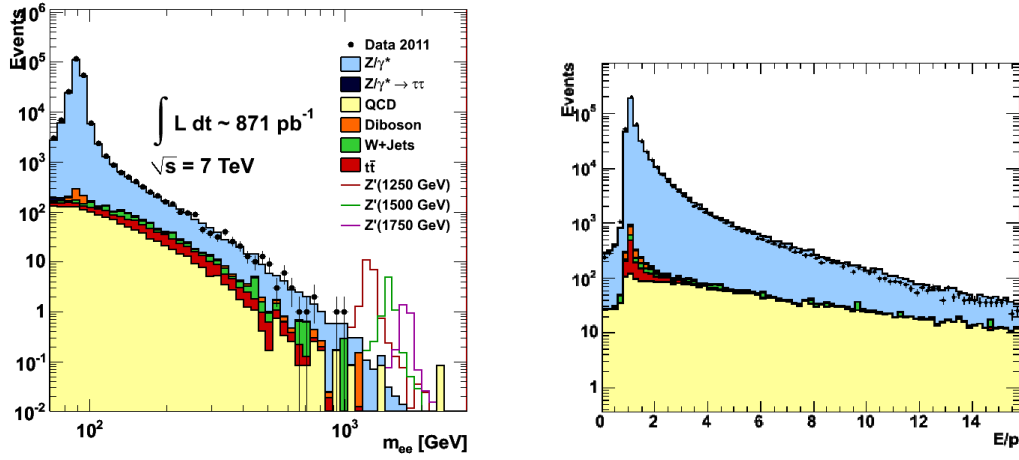


FIGURE 4.25: Distribution en masse invariante diélectron (gauche) et distribution du rapport entre l'énergie de l'amas et l'impulsion de la trace (droite) pour chacune des deux composantes : processus QCD et somme des échantillons Monte Carlo, après ajustement aux données dans la région en masse invariante comprise entre 70 GeV et 200 GeV.

dats ne satisfasse l'une des coupures effectuées sur les variables du compartiment avant du calorimètre électromagnétique : E_{ratio} et w_{stot} , dont on retrouve les distributions figure 4.6.

L'ajustement aux données des deux composantes est réalisé dans une fenêtre en masse invariante entre 70 GeV et 200 GeV. Le résultat de cet ajustement est visible figure 4.25 pour les distributions en masse invariante diélectron et de E/p . De la distribution de l'impulsion transverse des candidats électrons présentée figure 4.26 il est possible d'extraire pour différentes gammes en impulsion transverse le nombre d'électrons N_{ele} et le nombres de jets mal identifiés N_{jets} présents dans l'échantillon signal avant l'application d'une quelconque coupure sur la variable E/p .

4.5.2.3 Efficacités

La détermination de l'efficacité relative à des électrons déjà identifiés comme *medium* d'une coupure sur la valeur maximale de E/p dans les données est réalisée en trois étapes pour des gammes en impulsion transverse différentes.

- L'application de la coupure sur l'échantillon enrichi en jet permet la détermination de la probabilité de mauvaise identification d'un jet en électron pour cette coupure : ϵ_{jets} .

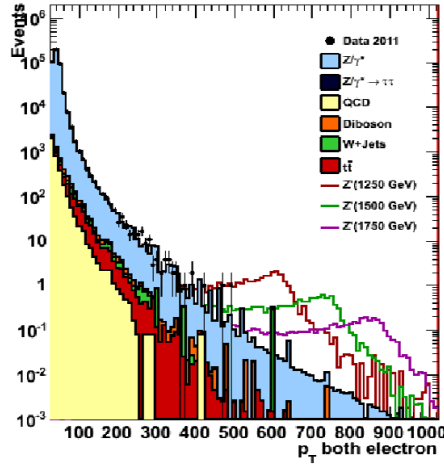


FIGURE 4.26: Impulsion des candidats électrons sélectionnés dans l'échantillon signal.

- L'application de la coupure sur l'échantillon signal permet de définir une efficacité globale de sélection d'un candidat électron dans cet échantillon :

$$\epsilon = \frac{N_{tot}^{E/p}}{N_{tot}} , \quad (4.6)$$

où N_{tot} représente le nombre de candidats électrons présents dans l'échantillon initial et $N_{tot}^{E/p}$ le nombre de candidats restant après application de la coupure.

- Afin d'évaluer l'efficacité de sélection d'un électron : ϵ_{ele} il est possible de redéfinir l'équation précédente comme :

$$\epsilon = \frac{N_{ele}}{N_{tot}} \times \epsilon_{ele} + \frac{N_{jets}}{N_{tot}} \times \epsilon_{jets} , \quad (4.7)$$

où les quantités $\frac{N_{ele}}{N_{tot}}$ et $\frac{N_{jets}}{N_{tot}}$ peuvent être tirées de l'ajustement aux données.

Les résultats obtenus pour différentes gammes en impulsion transverse sont présentés figure 4.27 pour la partie tonneau du calorimètre et les parties bouchons, suivant deux valeurs de coupures sur la valeur maximale de E/p . Les résultats obtenus pour la partie tonneau montrent une efficacité stable en fonction de l'impulsion transverse et motivent la conservation d'une coupure sur la valeur maximale prise par le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion de la trace associée. La quantité de données utilisée ne permet par contre pas de conclure pour l'identification dans les bouchons pour lesquelles aucune dépendance claire de l'efficacité avec l'impulsion n'a cependant été observée.

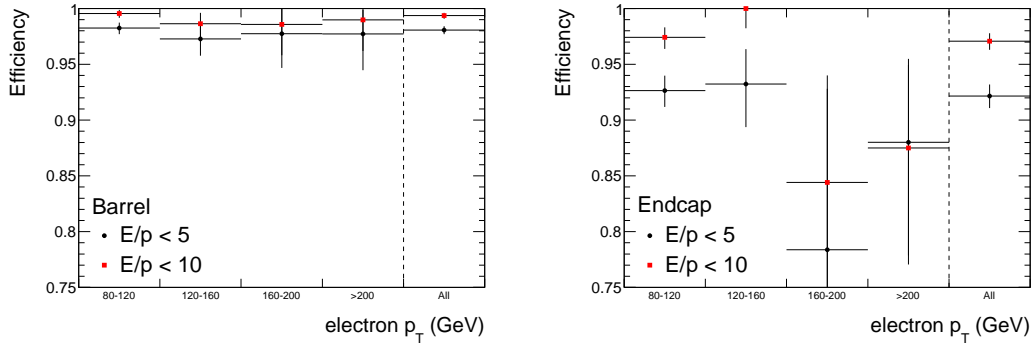


FIGURE 4.27: Efficacité constatée dans les données (relative à un candidat électron identifié comme *medium* et présentant un impact dans la première couche du détecteur à pixels) pour l'application d'un critère sur le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion de la trace associée pour la partie tonneau (gauche) et les bouchons (droite) du calorimètre électromagnétique.

Conclusion

L'étude de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique a montré qu'elle est, à haute impulsion, dominée par le terme constant et est proche de la valeur nominale de 0.7%. L'étude des performances d'identification des électrons dans la simulation Monte Carlo montre des critères d'identification dont la majeure partie présente des efficacités stables ou croissantes avec l'impulsion transverse des candidats électrons. La perte d'efficacité constatée dans la région proche de $\eta = 0$ pour le critère de fuite dans le calorimètre hadronique est partiellement expliquée par l'espacement entre les deux demi-tonneaux et n'entache pas de manière significative les performances des trois niveaux d'identification *loose*, *medium* et *tight*. L'évaluation des performances d'un critère d'isolation motive le choix qui sera réalisé par la suite de ne la requérir que pour l'électron de plus haute impulsion. Enfin, il a été montré dans la simulation et les données que le critère basé sur le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion de la trace mesurée par le détecteur présentait une efficacité stable avec l'impulsion transverse des candidats électrons. Ceci en fait un critère adapté au rejet du bruit de fond multijet QCD à haute masse invariante dans le cadre de la recherche d'une nouvelle résonance.

"Toutes les sciences ont leur chimère, après laquelle elles courent, sans la pouvoir attraper ; mais elles attrapent en chemin d'autres connaissances fort utiles."

Bernard Fontenelle, *Artémise*

5

Recherche d'une résonance dans le canal diélectron

L'observation de nouveaux bosons de jauge tels que décrits dans le chapitre 1 est éventuellement possible au LHC via leur désintégration dans le canal dileptonique. Ce chapitre décrit la recherche d'une résonance lourde dans le spectre en masse invariante diélectron. L'analyse menée sur les 4.9 fb^{-1} de données acquises par l'expérience ATLAS au cours de l'année 2011 y sera décrite. On présentera particulièrement la stratégie de sélection et les performances obtenues pour la recherche de notre signal ainsi que l'évaluation des différents bruits de fond. Enfin, on conclura par l'interprétation des résultats via la comparaison du spectre en masse invariante diélectron obtenu aux prédictions du modèle standard. On donnera tout particulièrement les limites obtenues quant à l'existence de nouveaux bosons de jauge de type Z' SSM et E_6 .

5.1 Préambule

5.1.1 Principe de l'analyse

Afin de tester l'hypothèse de l'existence d'une résonance lourde, notre choix s'est porté sur l'utilisation d'une unique observable : la masse invariante diélectron. Celle-ci est déterminée à partir de l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique et des pseudo-rapacité et azimut extraits à partir de la mesure du détecteur interne. Une sélection permettant d'identifier sans ambiguïté les deux électrons issus de la résonance a été développée. Cette sélection limite l'appli-

cation de critères de sélection présentant une dépendance avec le modèle sous jacent.

Les principaux bruits de fond à l'identification d'une telle résonance sont constitués des processus physiques incluant deux électrons dans l'état final. La plus importante contribution provient du bruit de fond irréductible Drell-Yan pour lequel deux électrons sont issus de la désintégration d'un photon/ Z virtuel. Similairement, la production d'une paire de quarks top ($t\bar{t}$) pour lequel les deux bosons W se désintègrent dans un canal purement leptonique¹ ainsi que les processus de production WZ , ZZ , WW où les W ou l'un des Z se désintégrant en électrons vont conduire à la présence de deux électrons dans l'état final. Une seconde source de bruit de fond provient de la mauvaise identification de jets en électrons. Pour ce cas, malgré une faible probabilité de fausse identification d'un jet en électron, les processus présentant des sections efficaces de production élevées comparativement au signal apportent une contribution au bruit de fond total. C'est le cas des processus de production W +jets où un électron faussement identifié est associé à l'électron issu du W , et des processus multijets QCD. Ces derniers représentent la majorité des événements produits au LHC.

Les prédictions du modèle standard de l'ensemble des bruits de fond sont comparées à la masse invariante observée dans les données collectées en 2011. L'hypothèse de l'existence d'une résonance dans ce spectre en masse invariante est testée à partir de l'application d'une méthode de vraisemblance présentée en fin de ce chapitre.

5.1.2 Echantillons Monte Carlo

A l'exception des processus QCD et W +jets, l'estimation des bruits de fond ainsi que la prédiction du signal sont tirées de la génération Monte Carlo et de la simulation complète du détecteur dans Geant4 [93]. Les événements ont été reconstruits dans ATHENA [101]. Comme détaillé au chapitre 1, la génération de ces événements comprend la production du processus dur ainsi que la fragmentation et l'hadronisation. Dans l'environnement d'un collisionneur hadronique, les interactions entre les constituants des protons initiaux ne participant pas au processus dur constituent l'événement sous jacent et sont aussi simulées. La superposition des événements issus des collisions antérieures et postérieures à l'événement reconstruit a été simulée avec PYTHIA 6.4 [44] en considérant un espacement entre les paquets de protons de 50 ns conformément à la configuration de la plus grande partie des données.

1. Il a été montré dans [100] que la contamination provenant du bruit de fond $t\bar{t}$ est principalement le fait des désintégrations en électrons des deux bosons W .

5.1.2.1 Signal

La simulation du signal a été réalisée en utilisant une version modifiée de PYTHIA. La fonction de distribution de parton utilisée est MRST2007LO** (parfois dénotée LO**) [45–47]. Ce générateur réalise le calcul du processus dur à l'ordre de Born ainsi que la fragmentation et l'hadronisation. L'événement sous jacent est aussi simulé par ce générateur en considérant un schéma d'événement sous jacent propre à ATLAS (AUET2B pour "ATLAS Underlying Event Tune 2B").

La version modifiée de PYTHIA utilisée permet la génération d'un signal Z'_{SSM} pour lequel la section efficace différentielle a été multipliée par l'inverse de la fonction Breit-Wigner de la résonance et divisée par une fonction exponentielle destinée à supprimer approximativement l'effet de la luminosité de parton :

$$\frac{d\sigma}{dm} \rightarrow \frac{d\sigma}{dm} \times \left((m^2 - M(Z')^2)^2 + m^2 \Gamma(Z')^2 \right) / \exp(-0.00195 \cdot m) . \quad (5.1)$$

Dans cette version, le processus Drell Yan n'est pas généré et par conséquent l'interférence entre le photon, le Z et le Z' n'est pas prise en compte. Cet échantillon présente néanmoins l'avantage de fournir une simulation Monte Carlo complète du signal quelle que soit la masse de la résonance souhaitée via la repondération des événements générés. Cette procédure est utilisée et illustrée à la section 5.8. De plus la section efficace différentielle modifiée permet d'obtenir un nombre d'événements uniforme en fonction de la masse invariante d'où l'appellation " Z' aplati" utilisée par la suite. Ceci permet de disposer d'un nombre d'événements suffisant sur une gamme cinématique étendue dans les études de performances présentées dans ce chapitre et le précédent.

5.1.2.2 Bruits de fond

Le bruit de fond Z/γ^* a été généré pour différentes gammes en masse invariante en utilisant le même générateur (non modifié) que pour le signal : PYTHIA en utilisant la PDF LO**.

Les bruits de fond WW , WZ et ZZ ont été générés à l'ordre dominant avec HERWIG 6.5 [102, 103] en utilisant les mêmes PDFs et schéma d'événements sous jacent que pour les échantillons Drell Yan. Outre les échantillons inclusifs générés en requérant un lepton dans l'état final, des échantillons filtrés en masse invariante des leptons présents dans l'état final ont été générés afin de couvrir la région de recherche du signal à haute masse invariante.

Le bruit de fond $t\bar{t}$ est généré à l'ordre suivant l'ordre de Born avec le générateur MC@NLO [104]. Ce dernier réalise la génération des éléments de matrice. Il est couplé à JIMMY 4.3 [105] pour la description des interactions multiples. Enfin, HERWIG permet de décrire l'hadronisation et la fragmentation. L'événement sous jacent est traité par HERWIG suivant un second schéma propre à ATLAS (AUET). L'ensemble de PDFs à l'ordre supérieur utilisé est CT10 [106].

La description Monte Carlo du bruit de fond W +jets, utilisée pour l'une des évaluation de bruit de fond présentée à la section 5.5, est obtenue par la simulation avec le générateur ALPGEN 2.1. Celui-ci réalise le calcul des éléments de matrice (ordre de Born). JIMMY permet de décrire les interactions multiples et HERWIG les processus d'hadronisation et de fragmentation. L'événement sous jacent est, comme pour le bruit de fond $t\bar{t}$, traité par HERWIG. Les distributions de parton utilisées sont CTEQ6L1 [107].

Echantillon	σB [pb]		Générateurs	Nombre d'événements [k]
	générée	calculée		
" Z' aplati"	4.3427×10^{10}		PYTHIA	400
$Z \rightarrow e^+e^-$	834.6		PYTHIA	999
$Z(250, 400) \rightarrow ee$	0.410		PYTHIA	100
$Z(400, 600) \rightarrow ee$	0.0664		PYTHIA	100
$Z(600, 800) \rightarrow ee$	0.01095		PYTHIA	100
$Z(800, 1000) \rightarrow ee$	0.002647		PYTHIA	100
$Z(1000, 1250) \rightarrow ee$	0.0008901		PYTHIA	100
$Z(1250, 1500) \rightarrow ee$	0.00023922		PYTHIA	100
$Z(1500, 1750) \rightarrow ee$	0.00007343		PYTHIA	100
$Z(1750, 2000) \rightarrow ee$	0.00002464		PYTHIA	100
$Z(2000, 2250) \rightarrow ee$	0.00000876		PYTHIA	100
$Z(2250, 2500) \rightarrow ee$	0.00000322		PYTHIA	100
$Z(2500, 2750) \rightarrow ee$	0.00000120		PYTHIA	100
$Z(2750, 3000) \rightarrow ee$	0.00000045		PYTHIA	100
$Z(3000,) \rightarrow ee$	0.00000025		PYTHIA	100
$t\bar{t} \rightarrow lX$	79.0	89.4	MC@NLO+JIMMY+HERWIG	14980
$W \rightarrow e\nu + 0$ parton	6933	8287.1	ALPGEN+JIMMY+HERWIG	6950
$W \rightarrow e\nu + 1$ parton	1305.1	1560.0	ALPGEN+JIMMY+HERWIG	5000
$W \rightarrow e\nu + 2$ partons	378.1	452.0	ALPGEN+JIMMY+HERWIG	3770
$W \rightarrow e\nu + 3$ partons	101.9	121.8	ALPGEN+JIMMY+HERWIG	1000
$W \rightarrow e\nu + 4$ partons	25.7	30.7	ALPGEN+JIMMY+HERWIG	250
$W \rightarrow e\nu + 5$ partons	7.0	8.4	ALPGEN+JIMMY+HERWIG	70
WW (filtré 1 lepton)	12115	17487	HERWIG	2490
WZ (filtré 1 lepton)	3565	5743	HERWIG	1000
ZZ (filtré 1 lepton)	975	1271	HERWIG	250
WW ($M_{ee} = 0.4$ à 1 TeV)	2.134	3.131	HERWIG	20
WW ($M_{ee} = 1$ à 1.6 TeV)	0.022	0.032	HERWIG	20
WZ ($M_{ee} = 0.4$ à 1 TeV)	1.113	1.558	HERWIG	20
WZ ($M_{ee} = 1$ à 1.6 TeV)	0.032	0.045	HERWIG	20
ZZ ($M_{ee} = 0.4$ à 1 TeV)	0.383	0.448	HERWIG	20
ZZ ($M_{ee} = 1$ à 1.6 TeV)	0.0069	0.0081	HERWIG	20

TABLE 5.1: Echantillons Monte Carlo utilisés dans l'analyse. Les nombres d'événements générés pour chaque échantillon ainsi que le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement associé sont donnés en complément des générateurs utilisés.

Un récapitulatif de l'ensemble des échantillons Monte Carlo utilisés ainsi que des sections efficaces correspondantes est donné dans le tableau 5.1. Les sections efficaces calculées le sont au second ordre suivant l'ordre de Born (NNLO) pour les bruits de fond W +jets et $t\bar{t}$ et à l'ordre suivant l'ordre de Born (NLO) pour les bruits de fond WW , WZ et ZZ . Ces sections efficaces ont été déterminées par l'application de facteurs de correction globaux sur les sections efficaces totales de production générées, i.e à l'ordre dominant à l'exception de l'échantillon $t\bar{t}$ produit par MC@NLO (ordre suivant l'ordre de Born). On trouvera le détail des sections efficaces ayant servi à la détermination de ces facteurs de correction dans les références [108, 109]. La prise en compte des ordres supérieurs pour le signal et le bruit de fond Drell Yan est assurée par l'application de facteurs de correction dépendant de la masse invariante dilepton. Leur détermination est discutée dans le chapitre 1.

5.2 Sélection du signal

Le faible bruit de fond attendu dans le canal diélectron à haute masse invariante rend possible le développement d'une sélection à la fois efficace et robuste. La recherche du signal est en effet caractérisée par l'observation d'un pic en masse invariante au dessus du continuum composé majoritairement du bruit de fond Drell-Yan.

Le choix de la sélection est décrit pas à pas dans la section qui suit. Ainsi, nous nous intéresserons dans l'ordre :

- aux études réalisées afin de définir l'acceptance géométrique de l'analyse,
- à l'optimisation des critères d'identification des électrons,
- à la validation du choix du critère de déclenchement nécessaire à la sélection des événements d'intérêt dans les données.

La présentation du critère de déclenchement en fin de section ne suit évidemment pas le déroulement logique de la prise de données. Néanmoins, le choix de l'acceptance géométrique ou celui des critères d'identification les plus appropriés à la sélection du signal présente un impact sur les critères de déclenchements effectivement disponibles pour réaliser la recherche de notre signal. Le choix du critère de déclenchement peut donc être fait à posteriori.

5.2.1 Présélection

Avant même de porter attention aux trois études annoncées plus tôt, il est nécessaire de s'assurer de la qualité des données traitées. Ainsi, par la suite les événements considérés passent la présélection suivante :

- l'événement est inclus dans le lot de données qualifiées (cf section 3.4) ;
- l'événement passe la condition de suppression des bouffées de bruits (cf section 3.3.3) ;

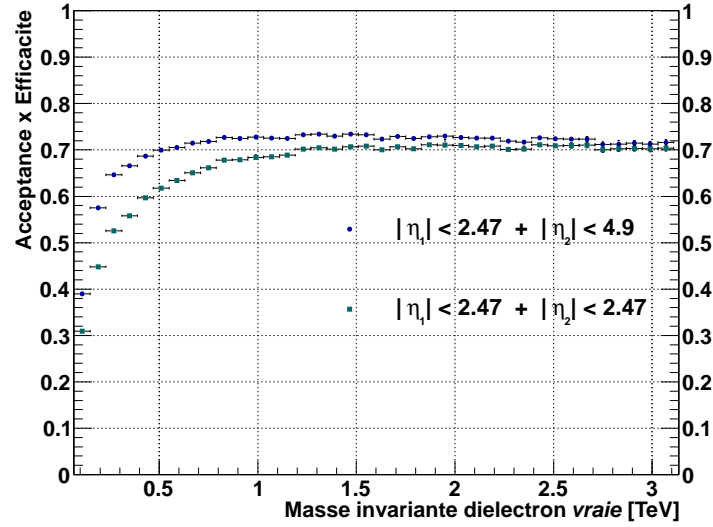


FIGURE 5.1: Produit de l'acceptance par l'efficacité de la sélection avec ou sans l'inclusion des électrons vers l'avant en fonction de la masse invariante du système diélectron.

- l'événement contient au moins un vertex primaire comportant plus de deux traces assurant qu'il s'agit d'un événement issu de collision ;
- chaque amas électromagnétique constituant un candidat électron satisfait aux critères de qualité du calorimètre à argon liquide ;
- chaque candidat électron est reconstruit suffisamment loin des zones non instrumentées du détecteur pour ne pas entacher la qualité de la reconstruction. Notamment, les zones de transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique ($1.37 < |\eta| < 1.52$) sont exclues ;
- chaque candidat électron possède une impulsion transverse supérieure à 25 GeV.

5.2.2 Choix de l'acceptance géométrique

La couverture offerte par le détecteur permet la reconstruction et l'identification des électrons jusqu'à une pseudo-rapidity de : $|\eta| < 4.9$. Les électrons sont alors reconstruits et identifiés soit dans la région centrale ($|\eta| < 2.47$) soit dans la région dite "vers l'avant".

Afin de quantifier le gain lié à l'inclusion de la région vers l'avant, les performances en terme d'acceptances obtenues par l'inclusion ou non des électrons vers l'avant sont étudiées sur les événements de l'échantillon Monte Carlo "Z' aplati" ayant satisfait la présélection définie au paragraphe 5.2.1.

L'absence de décision de déclenchement pour des pseudo-rapidity supérieures en valeur absolue à 2.47 implique l'utilisation d'un critère de déclenchement basé sur la reconstruction d'au moins un électron dans la région centrale. Afin de conserver une évaluation réaliste et compte tenu des conditions de prise de données rencon-

trées en 2011, un critère de déclenchement correspondant à la reconstruction dans l'événement d'un électron d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et identifié comme *medium* (*e20_medium*) a été appliqué. Les électrons reconstruits dans la région centrale sont ensuite identifiés suivant le critère *medium*. Enfin l'identification des électrons dans la région vers l'avant est réalisé suivant le critère *tight*. Le critère vers l'avant a été choisi compte tenu d'une identification basée uniquement sur les informations du calorimètre électromagnétique (cf section 4.2.2) et donc plus permissive aux bruits de fond issus de la mauvaise identification de jets ou bien de photons en électrons. Ceci laisse finalement les possibilités suivantes quant à la localisation des deux électrons sélectionnés :

- les deux électrons sont reconstruits dans la région centrale ($|\eta_1| < 2.47$ et $|\eta_2| < 2.47$) suivant un critère *medium*, l'un d'entre eux ayant déclenché l'acquisition de l'événement.
- un électron est reconstruit dans la région centrale suivant le critère *medium* et a déclenché l'acquisition. Le deuxième électron est reconstruit suivant un critère *tight* dans la région vers l'avant ($2.47 < |\eta_2| < 4.9$).

Le produit de l'acceptance par l'efficacité en fonction de la masse invariante des deux électrons issus du Z' est illustré figure 5.1 pour chacun de ces deux cas. Le gain à haute masse invariante constaté ici de 6% à 1 TeV et inférieur à 2% au delà de 2 TeV est faible dans l'optique de la recherche d'une résonance à haute masse. Par ailleurs les événements QCD multijet sont principalement localisés dans les régions vers l'avant. Ceci implique une plus forte contamination dans les événements sélectionnés dans la région $2.47 < |\eta| < 4.9$. L'analyse menée par la suite est par conséquent restreinte aux électrons reconstruits dans la région : $|\eta| < 2.47$.

5.2.3 Identification des électrons

L'optimisation du choix des critères d'identification des deux candidats électrons issus de la résonance a été effectuée en deux temps. Une première étude a permis de définir la meilleure combinaison des critères d'identification standard. Enfin, l'adjonction de critères supplémentaires a été considérée. A la fin de cette section, nous reviendrons plus particulièrement sur l'apport d'un critère basé sur le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion de la trace associée au candidat électron.

Identification *IsEM*

L'efficacité de chacune des combinaisons correspondant à l'application des critères *IsEM* sur les deux électrons issus du signal a été évaluée dans la simulation Monte Carlo. Afin de considérer les efficacités intrinsèques aux identifications, aucun critère de déclenchement n'a été appliqué.

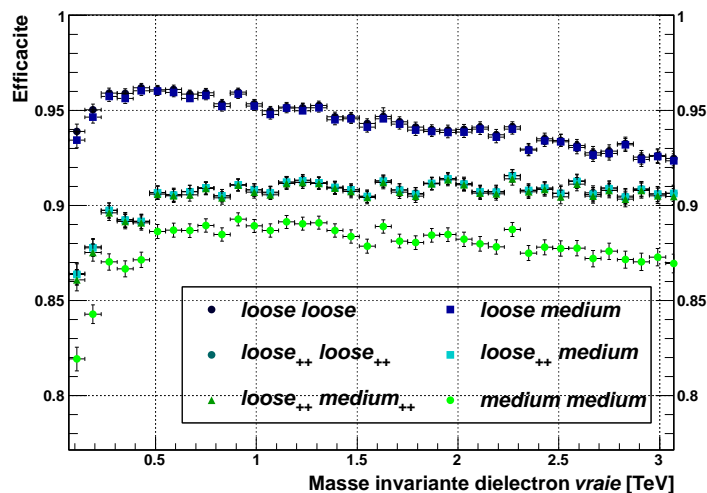


FIGURE 5.2: Efficacité en fonction de la masse invariante diélectron des différentes combinaisons d'identification $IsEM$

Dans le même temps, la caractérisation du gain en terme de rapport "signal" sur bruit pour chacune de ces combinaisons a été établie à partir de la proportion de bruit de fond irréductible Drell-Yan comparée au restant des bruits de fond. Le processus Drell-Yan partageant les mêmes caractéristique que le signal, il est possible d'inférer les performances en terme de sélection du signal à partir de notre capacité à sélectionner ce bruit de fond.

La signification du rapport du bruit de fond irréductible sur les autres sources de bruit est évaluée pour l'ensemble des événements au delà de 200 GeV suivant la formule suivante² :

$$S_{cL} = \sqrt{2[(N_{DY} + N_{autres}) \ln(1 + \frac{N_{DY}}{N_{autres}}) - N_{DY}]}, \quad (5.2)$$

où N_{DY} et N_{autres} sont les nombres d'événements au delà d'une masse invariante de 200 GeV pour respectivement le Drell-Yan et les autres bruits de fond. Ces nombres ont été obtenus par répétition de l'analyse pour différentes combinaisons d'identification. L'évaluation du bruit de fond multijets QCD et W +jets est réalisée suivant la méthode de renversement d'une coupure d'identification présentée par la suite section 5.5.1.

2. Cette définition de la signification est basée sur le rapport Q des fonctions de vraisemblance sous l'hypothèse de la présence du bruit de fond irréductible et des autres bruits de fond conjointement et sous l'hypothèse de la présence uniquement des autres bruits de fond. Il est alors possible de définir la signification comme $S = \sqrt{2 \ln Q}$ qui, dans le cadre d'une expérience de comptage où le nombre total d'événement observé est $N_{tot} = N_{DY} + N_{autres}$, donne la formule 5.2 pour la signification S_{cL} . Plus de détails pourront être trouvés dans la référence [110].

Identification	Significance
<i>loose</i> ₊₊ <i>loose</i> ₊₊	31.6
<i>loose</i> ₊₊ <i>medium</i>	32.0
<i>loose</i> ₊₊ <i>medium</i> ₊₊	33.3
<i>medium</i> <i>medium</i>	33.3

TABLE 5.2: Significance du rapport du bruit de fond irréductible sur les autres sources de bruit pour différentes combinaisons d'identification des électrons.

L'efficacité, relative aux électrons contenus dans la région définie par $|\eta| < 2.47$ et passant la présélection définie au paragraphe 5.2.1, pour différentes combinaisons d'identification est représentée figure 5.2 en fonction de la masse invariante diélectron. Les significances obtenues pour quatre de ces combinaisons sont résumés dans le tableau 5.2.

Les combinaisons associant un électron identifié suivant le critère *loose*₊₊ à tout autre électron identifié au moins comme *loose*₊₊ permettent un gain de l'ordre de 3 à 5% sur l'efficacité de la sélection la plus stricte envisagée, i.e. deux électrons identifiés comme *medium*. Les sélections associant un électron identifié comme *loose* à tout autre électron identifié au moins comme *loose* montrent une forte dépendance avec la masse invariante du système diélectron. Les significances reportées dans le tableau 5.2 montrent une dégradation du rapport du bruit de fond irréductible sur les autres sources de bruit avec le relâchement des critères d'identification, justifiant l'adoption d'une identification suivant un critère *medium* pour les deux électrons. Cette option est préférée à une identification asymétrique *loose*₊₊ et *medium*₊₊ présentant le même rapport du bruit de fond irréductible sur les autres sources de bruit car elle facilite l'évaluation des bruits de fond présentée par la suite.

Rejet du bruit de fond multijet QCD par application d'une coupure sur E/p

Une dernière étape importante dans la définition de la sélection de notre analyse est liée au bruit de fond multijet QCD. Celui est difficilement descriptible par la simulation et nécessite par conséquent une évaluation à partir des données. Nous verrons ensuite que les méthodes utilisées pour réaliser cette évaluation peuvent présenter certaines faiblesses. L'approche la plus pertinente consiste donc à rejeter au maximum les événements issus de ces processus.

Une possibilité pour rejeter ce type de bruit de fond est de tirer parti comme indiqué en section 4.5 (chapitre 4) des informations combinées du calorimètre et du détecteur interne via le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion associée à la trace E/p . Outre l'observation d'une efficacité constante avec l'impulsion (cf. chapitre 4), cette coupure a l'avantage de présenter des performances similaires pour chacun des deux électrons sélectionnés. Nous

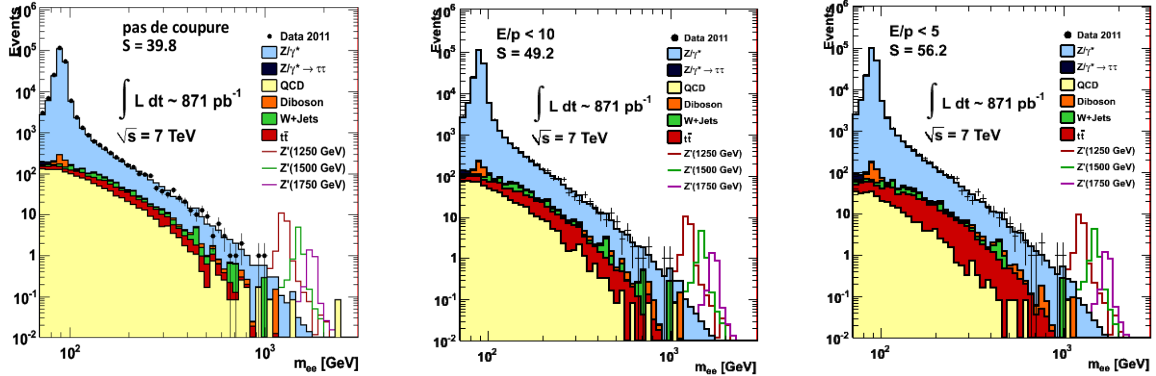


FIGURE 5.3: Distribution en masse invariante diélectron obtenues par la substitution au critère d'isolation d'un critère sur le rapport entre l'énergie de l'amas électromagnétique et l'impulsion de la trace. Différentes valeurs de coupures sont utilisées : pas de coupure (gauche), $E/p < 10$ (centre) et $E/p < 5$ (droite).

comprendrons l'utilité de cette remarque dans quelques lignes.

Suivant une démarche similaire à celle utilisée précédemment, les performances de l'application d'une coupure sur la valeur prise par E/p sont évaluées en terme de signification du bruit de fond irréductible Drell-Yan par rapport au seul bruit de fond multijet QCD. La figure 5.3 présente les distributions en masse invariante des différents bruits de fond superposées aux données recueillies pendant la première partie de l'année 2011 pour différentes valeurs de la coupure E/p . Les significances correspondantes obtenues par la formule 5.2 sont $S_{cL} = 39.8$, $S_{cL} = 49.2$, $S_{cL} = 56.2$ pour respectivement aucune coupure, $E/p < 10$ et $E/p < 5$, et montrent un important pouvoir de rejet de cette variable.

Malgré la validation complète de l'utilisation d'un critère sur la variable E/p présentée dans cette thèse, cette option n'a pas été retenue dans l'analyse officielle réalisée au sein de la collaboration ATLAS. Dans le reste de ce chapitre, c'est donc l'application d'un critère d'isolation sur l'électron de plus haute impulsion qui est utilisé afin de rejeter le bruit de fond issu des processus multijet QCD. L'application asymétrique de ce critère est motivée par la dépendance en impulsion transverse lorsqu'il est appliqué au deuxième électron de plus haute impulsion (cf section 4.3.1.2).

5.2.4 Déclenchement

Le choix du critère de déclenchement est crucial dans la mesure où il définit entièrement l'échantillon d'événements disponibles à analyser et où il est fortement dépendant des conditions de prise de données.

Le choix effectué dans l'analyse reflète la volonté de garder accessible la gamme

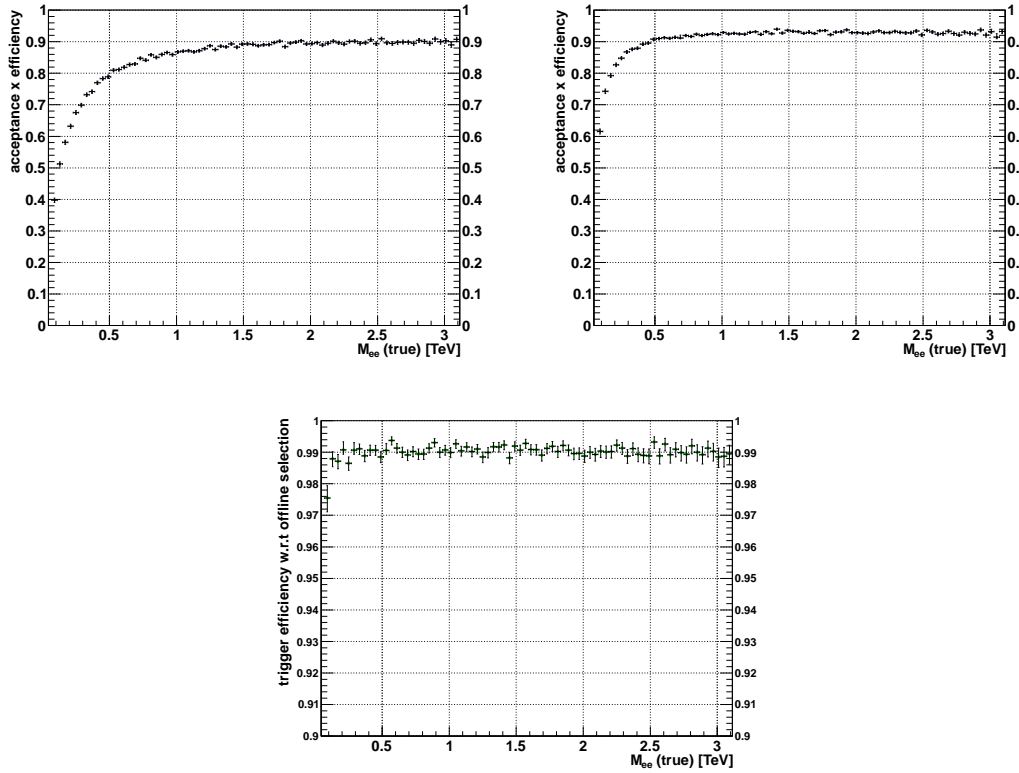


FIGURE 5.4: Efficacité relative aux deux électrons issus du Z' (gauche), aux mêmes deux électrons avec $|\eta| < 2.47$ (droite), à l'ensemble de la sélection effectuée dans l'analyse (bas) du déclenchement utilisé dans la sélection finale (étude Monte Carlo).

cinématique associée à la production du boson Z , qui servira comme région de contrôle notamment pour la normalisation des bruits de fond.

En conséquence, la sélection utilise un déclenchement basé sur l'identification en ligne de deux électrons/photons *loose* d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. La validité de ce choix de déclenchement pour la recherche d'une résonance lourde a été étudiée dans le Monte Carlo " Z' aplati". L'efficacité en fonction de la masse invariante reconstruite des deux électrons issus du Z' est représentée figure 5.4 pour trois cas :

- la figure 5.4(a) montre l'efficacité totale du déclenchement par rapport aux deux électrons issus du Z' , incluant les effets d'acceptance ;
- la figure 5.4(b) montre l'efficacité du déclenchement dans une acceptance restreinte à $|\eta| < 2.47$;
- la figure 5.4(c) montre l'efficacité du déclenchement lorsque appliqué après la sélection hors ligne des deux candidats électrons.

On constate ici que le déclenchement, décorrélié des effets d'acceptance, n'ajoute selon le Monte Carlo aucune source d'inefficacité à haute masse invariante. En

particulier, l'efficacité du critère de déclenchement par rapport à la sélection effectuée hors ligne est égale à 99% au delà de 100 GeV.

Pour valider l'efficacité de déclenchement constatée dans la simulation, celui-ci a fait l'objet d'une validation dans les données par la méthode *Tag&Probe* [48]. La validation du déclenchement associé à deux objets identifiés comme *loose* a été obtenue à partir de l'efficacité du déclenchement basé sur l'identification d'un seul objet *loose* d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV.

5.3 Performances de la sélection finale

La sélection considérée dans le reste de ce chapitre est constituée de la pré-sélection définie au paragraphe 5.2.1 à laquelle s'ajoute le déclenchement de l'acquisition de l'événement par l'identification de deux objets électromagnétiques *loose* d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Les deux électrons sélectionnés doivent ensuite satisfaire le critère d'identification *medium* et présenter un impact dans la première couche du détecteur interne. Enfin, l'électron de plus haute impulsion transverse est requis isolé.

Les performances de la sélection sont évaluées sur les deux électrons issus des événements $pp \rightarrow Z' + X \rightarrow e^+e^- + X$ de l'échantillon Monte Carlo " Z' aplati".

5.3.1 Efficacité en fonction de l'impulsion transverse

Les figures 5.5 et 5.6 montrent l'efficacité de la sélection de chacun des deux électrons en fonction de leur impulsion transverse. Elles sont obtenues pour des électrons passant la présélection définie au paragraphe 5.2.1 dans une acceptance réduite aux électrons reconstruits à des pseudo-rapidités telles que : $|\eta| < 2.47$.

On constate que, pour la majorité des régions en pseudo-rapacité considérées, les efficacités présentent un comportement constant ou croissant avec l'impulsion transverse. Ceci permet de préserver le potentiel de découverte.

5.3.2 Efficacité en fonction de la masse invariante diélectron

L'observable utilisée dans cette analyse étant le spectre en masse invariante diélectron m_{ee} , les performances de la sélection sont évaluées en fonction de cette observable. La figure 5.7 montre le produit de l'acceptance par l'efficacité de sélection du signal en fonction de la masse invariante diélectron pour chaque étape de la sélection.

La perte d'efficacité de sélection observée à basse masse invariante dès l'application du déclenchement sur deux objets électromagnétiques identifiés comme *loose* est dominée par l'effet de l'acceptance. Il a été montré dans la référence [111] que ceux-ci dépendaient du modèle considéré à travers les différents couplages aux

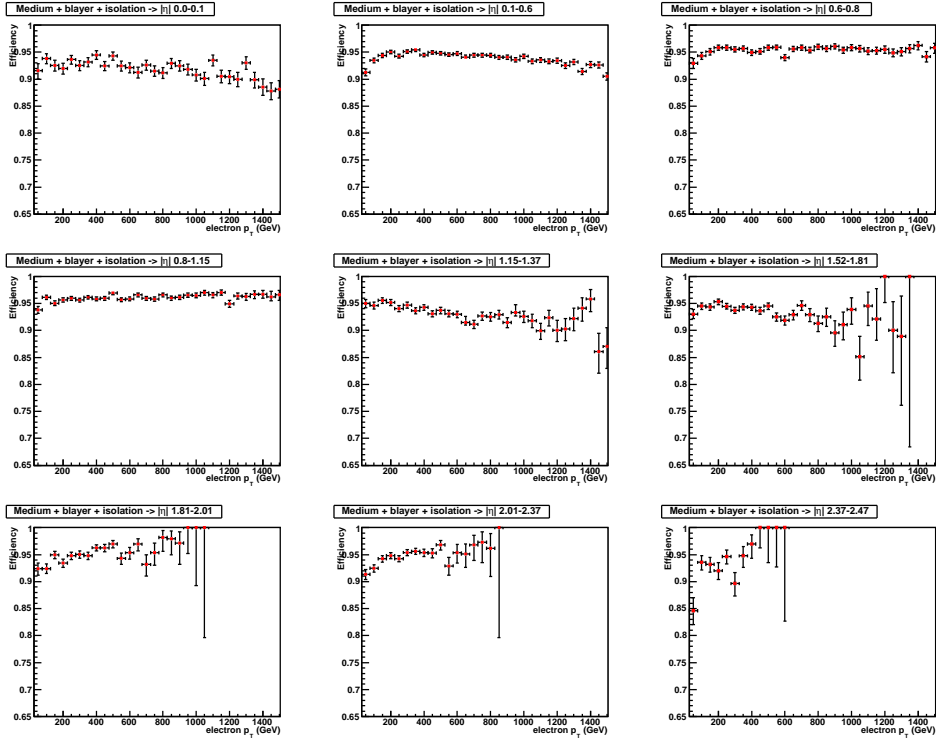


FIGURE 5.5: Efficacité de sélection de l'électron de plus haute impulsion transverse, par rapport à la présélection, en fonction de son impulsion transverse, suivant neuf régions en pseudo-rapidité.

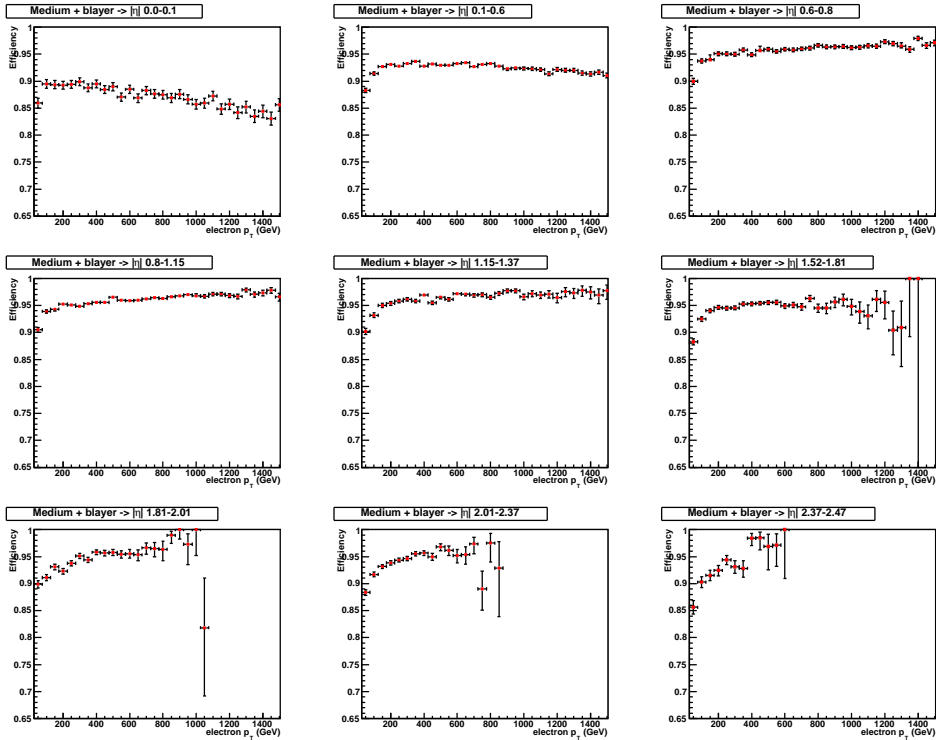


FIGURE 5.6: Efficacité de sélection de l'électron de deuxième plus haute impulsion transverse, par rapport à la présélection, en fonction de son impulsion transverse, suivant neuf régions en pseudo-rapidité.

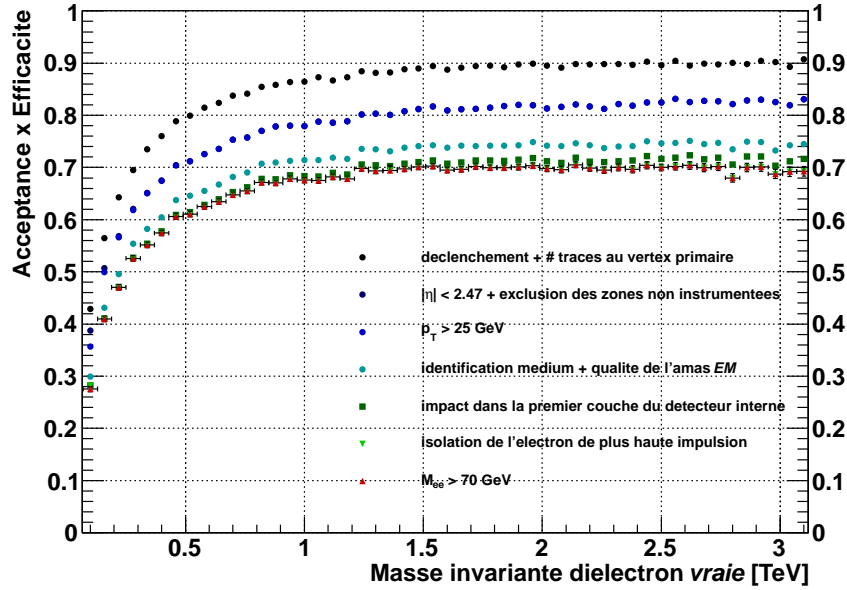


FIGURE 5.7: Produit de l'acceptance par l'efficacité de la sélection du signal en fonction de la masse invariante, au niveau généré, des deux électrons issus du Z' .

quarks u et d . Afin d'évaluer l'importance de cet effet, le produit de l'acceptance par l'efficacité de sélection des événements $pp \rightarrow Z' + X \rightarrow e^+e^- + X$ a été dérivé à nouveau en considérant les processus $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ séparément. Les résultats ainsi obtenus sont illustrés figure 5.8. La différence maximale d'acceptance observée est ici de 5% et les efficacités constatées au delà de 1 TeV sont statistiquement compatibles. Cette différence a été négligée dans ce qui suit.

La perte d'efficacité de sélection au delà de l'effet de l'acceptance est principalement liée à l'identification *medium* des électrons. Les critères d'identification supplémentaires appliqués dans l'analyse ajoutent 4% d'inefficacité à la sélection totale.

L'efficacité de la sélection dans son ensemble est de 70% pour des systèmes diélectron reconstruits dont la masse invariante se situe au delà de 1.5 TeV.

5.3.3 Résolution sur la masse invariante

La précision sur la masse invariante reconstruite du signal dépend de la pseudo-rapacité de chacun des deux électrons issus de la désintégration. La résolution sur la masse invariante a été étudiée à partir des événements satisfaisant la sélection pour trois cas distincts :

- les deux électrons sont reconstruits dans le tonneau du calorimètre électromagnétique ;

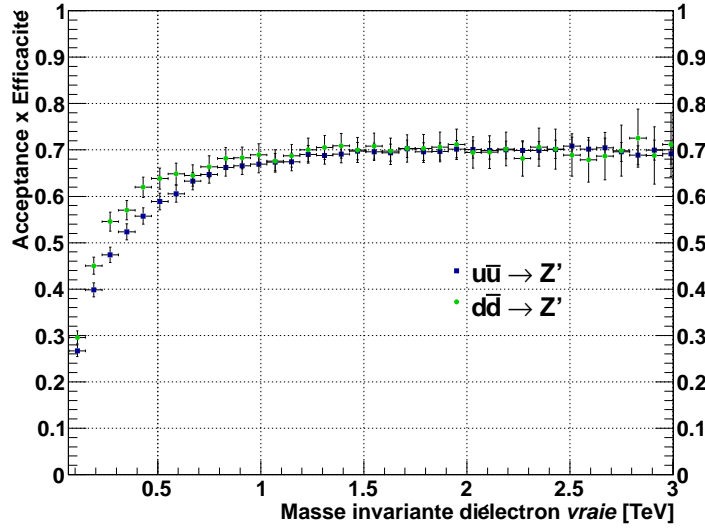


FIGURE 5.8: Produit de l'acceptance par l'efficacité de la sélection du signal en fonction de la masse invariante au niveau généré des deux électrons issus du Z' pour chacune des productions $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$.

- un électron est reconstruit dans le tonneau, l'autre dans un des bouchons électromagnétiques ;
- les deux électrons sont reconstruits dans les bouchons du calorimètre.

La résolution sur la masse invariante reconstruite a été extraite des distributions de la différence relative à la masse invariante à la génération entre masse invariante générée et masse invariante reconstruite : $\frac{M_{ee}^{gene} - M_{ee}^{reco}}{M_{ee}^{gene}}$. Ces distributions ont été modélisées par une fonction de type Crystal Ball de largeur σ_{mee} . La résolution σ_{mee}/m_{ee} sur la masse reconstruite en fonction de la masse invariante générée des deux électrons issus du Z' est représentée figure 5.9. On observe une résolution presque constante au delà de 800 GeV. Celle-ci est de 1% lorsque les deux électrons sont reconstruits dans le tonneau du calorimètre. Pour les autres cas, une dégradation est perceptible avec une résolution de 1.4% et $\sim 1.7\%$ respectivement lorsque l'un des deux électrons est reconstruit dans un des bouchons et lorsque les deux sont reconstruits dans les bouchons. Ce dernier cas représente, dans le cas du processus $q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$, une faible proportion des événements. Cette proportion est d'autant plus faible que la masse du Z' est élevée.

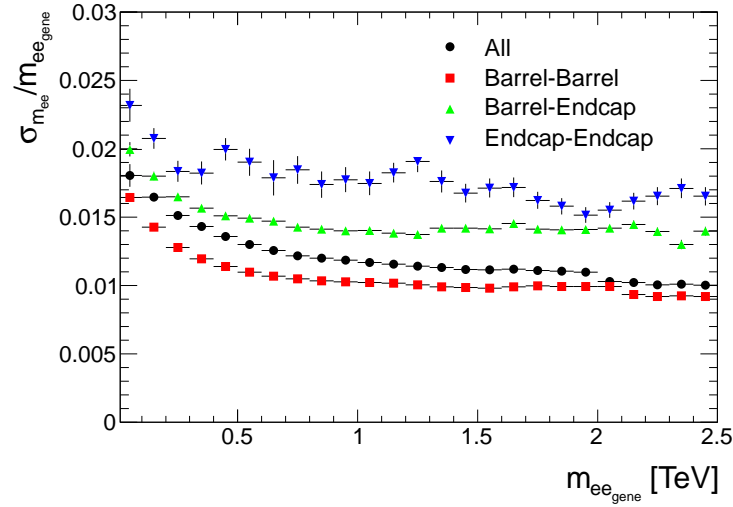


FIGURE 5.9: Résolution sur la reconstruction de la masse invariante diélectron.

5.4 Stabilité de la sélection lors de la prise de données

La figure 5.10 illustre le nombre d'événements sélectionnés dans les données par unité de luminosité intégrée au cours de l'année 2011. Ceci permet de vérifier une éventuelle contribution d'effets non physiques à une modification du nombre d'événements enregistrés ainsi que la robustesse de la sélection vis-à-vis des changements dans les conditions de prise de données.

Le nombre d'événements enregistrés au cours du temps est raisonnablement constant. Un déficit d'événements est observable durant les périodes E à H. Ceci correspond à la diminution d'acceptance occasionnée par la perte d'alimentation des cartes de contrôle de l'horloge et du déclenchement pour six cartes d'électronique frontale du calorimètre à argon liquide (cf chapitre 3).

Enfin, un léger déficit est aussi visible pour les périodes L et M. Celui-ci est vraisemblablement attribuable à la dégradation des performances d'identification avec l'augmentation du nombre d'interactions par croisement de faisceaux lors de la fin de l'année 2011, bien que cette hypothèse ne soit pas corroborée par l'étude réalisée sur l'échantillon Monte Carlo de signal (figure 5.25).

5.5 Évaluation des bruits de fond dans les données

La plupart des bruits de fond de l'analyse sont tirés de la simulation, à l'exception des bruits de fond issus de la décroissance d'un W en électron associé à un

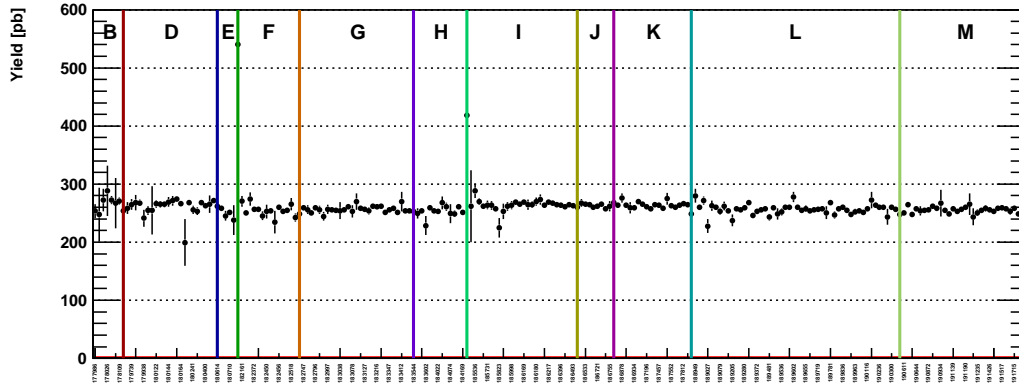


FIGURE 5.10: Nombre d'événements sélectionnés dans les données par unité de luminosité (pb) au cours de l'année 2011. Chaque point correspond à une prise de données (*run*). Les lettres identifient des périodes au cours desquelles les conditions de prise de données sont uniformes (acceptance, conditions de luminosité, ...).

jet mal identifié et des processus QCD pour lesquels deux jets sont faussement identifiés comme des électrons. Du fait de la difficulté à simuler correctement ces processus et du manque de statistique après application de la sélection, deux méthodes complémentaires ont été utilisées pour estimer ces bruits de fond dans les données.

5.5.1 Méthode 1 : renversement d'un critère d'identification

La première méthode utilisée, basée sur le renversement d'un des critères d'identification des électrons, permet d'extraire le bruit de fond QCD des données. Le bruit W +jets est évalué dans la simulation suivant un traitement spécifique.

Afin de pallier au manque d'événements passant la sélection complète à haute masse invariante pour le bruit de fond W +jets, la forme des distributions pour ce bruit de fond est obtenue par l'application d'une sélection relâchée sur les échantillons Monte Carlo simulés. Les électrons sont identifiés suivant le critère *loose*. La normalisation de ces distributions est dérivée par la remise à l'échelle sur l'échantillon passant la sélection complète dans la région en masse invariante comprise entre 70 GeV et 200 GeV. Dans cette région, le nombre d'événements est suffisant pour ces deux sélections et la figure 5.11 montre que l'extrapolation à haute masse invariante ainsi dérivée est statistiquement compatible avec l'échantillon passant la sélection complète.

Le bruit de fond QCD est évalué en construisant un gabarit en masse invariante à partir de l'inversion d'un critère d'identification des électrons dans les données. Le critère inversé concerne l'association entre l'extrapolation de la position de la

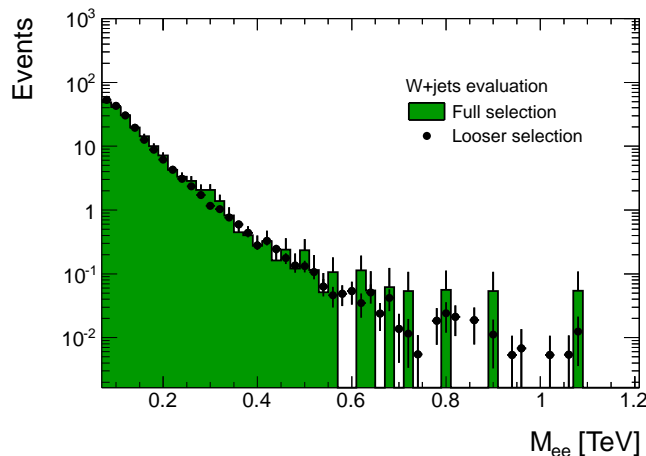


FIGURE 5.11: Distribution de la masse invariante obtenue pour le bruit de fond W +jets après normalisation de la sélection relâchée à la sélection complète.

trace du détecteur interne dans le calorimètre électromagnétique et la position de l'amas électromagnétique : $\Delta\eta$. Les événements inclus dans le gabarit passent la présélection définie au paragraphe 5.2.1 ainsi que le déclenchement utilisé dans la sélection des événements Z' . Les électrons y sont identifiés suivant le critère *loose* mais ne passent pas l'identification *medium* du fait d'une association trace-amas telle que $\Delta\eta > 0.01$. La présence d'un impact dans la première couche du détecteur interne et l'isolation de l'électron de plus haute impulsion transverse ne sont pas requises.

Les événements ainsi sélectionnés sont dominés par les processus QCD mais comportent une contamination résiduelle de vrais électrons. Cette contamination est évaluée puis soustraite au gabarit en appliquant la même *antisélection* aux processus Monte Carlo considérés dans l'analyse³. La contamination la plus importante provient du processus Drell-Yan sous le pic du Z .

La proportion d'événements QCD est ensuite dérivée de la distribution en masse invariante observée dans les données après application de la sélection Z' . Pour cela, un ajustement de cette distribution par deux composantes est réalisé dans l'intervalle en masse invariante compris entre 70 GeV et 200 GeV. Ces deux composantes sont : le gabarit QCD et l'ensemble des processus simulés incluant l'estimation W +jets précédente. Les processus simulés sont normalisés entre eux via leurs sections efficaces respectives. L'ajustement exploite les différences de forme constatées pour le bruit de fond QCD et les bruits de fond tirés de la simulation qui sont dominés par la contribution du Drell-Yan et le pic du Z .

Les deux composantes sont ensuite normalisées aux données dans l'intervalle compris entre 70 GeV et 110 GeV en conservant les proportions extraites. Le ré-

3. Ces échantillons sont normalisés via leur section efficace aux 4.9 fb^{-1} de données collectées.

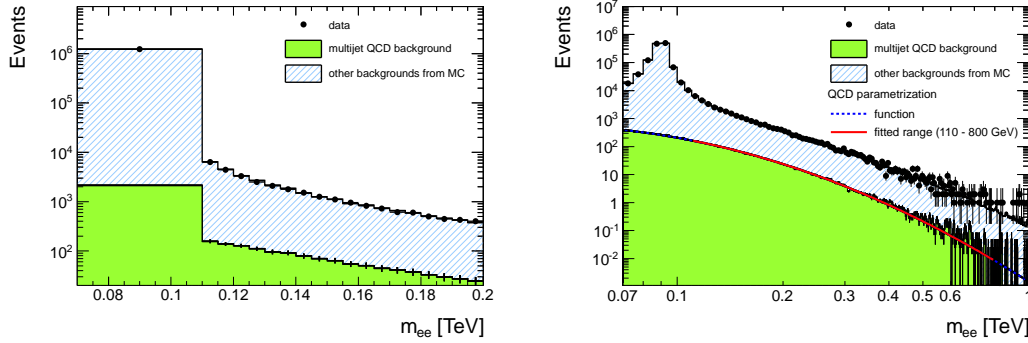


FIGURE 5.12: Extraction de la proportion d'événements multijet QCD par la méthode de renversement d'un critère d'identification (gauche) et extrapolation de l'évaluation obtenue par une fonction à haute masse invariante (droite).

sultat de l'ajustement et de cette normalisation est visible figure 5.12 (gauche). L'incertitude sur la proportion d'événements QCD extraite de l'ajustement est de 19%. L'impact de la variation de la section efficace du Drell-Yan dans son incertitude théorique de $\pm 5\%$ sur l'ajustement a été évalué à 6%. Ces deux incertitudes sont sommées en quadrature et constituent l'incertitude totale sur l'évaluation de la proportion d'événements QCD dans l'intervalle compris entre 70 et 200 GeV.

Du fait du manque d'événements pour décrire le bruit de fond QCD à haute masse invariante, la forme de ce bruit de fond est extrapolée par la fonction suivante :

$$f(x) = p_0 \cdot x^{p_1} \cdot x^{p_2 \cdot \log(x)} , \quad (5.3)$$

qui est ajustée au gabarit QCD dans la région en masse invariante comprise entre 110 GeV et 800 GeV. L'incertitude systématique sur cette paramétrisation est évaluée par une variation de l'intervalle dans lequel est réalisé l'ajustement ainsi qu'en répétant la procédure complète avec deux gabarits QCD alternatifs.

L'utilisation de gabarits alternatifs permet de quantifier l'impact d'une quelconque dépendance en impulsion et par conséquent en masse invariante de la coupure inversée quant au rejet des jets. Ce type de dépendance implique une distorsion de la forme extraite après inversion par rapport à la forme *réelle* du bruit de fond. Un facteur de rejet des jets s'amenuisant avec l'impulsion pour la coupure renversée conduirait par exemple à une sous-estimation de la contamination en jets mal identifiés à haute masse invariante par rapport à la contamination à basse masse invariante. La normalisation étant obtenue à basse masse invariante ceci se traduirait finalement par la sous estimation du bruit de fond dans la région en masse invariante où est recherché un potentiel signal. Parmi les deux gabarits alternatifs considérés, l'un est issu du renversement des critères d'identification concernant le compartiment avant du calorimètre (ω_{stot} , E_{ratio}), l'autre du renversement des critères concernant la qualité de la trace (n_{pixel} , n_{Si} , d_0 , cf.

chapitre 4). La déviation maximale observée dans ces deux cas est incluse comme incertitude systématique supplémentaire dans l'évaluation par le renversement du critère d'association trace-amas. Cette évaluation est illustrée figure 5.12(b) pour l'ajustement dans l'intervalle 110 GeV à 800 GeV.

5.5.2 Méthode 2 : évaluation du taux de mauvaise identification

La seconde méthode d'évaluation des bruits de fond est basée sur le calcul du taux de mauvaise identification d'un jet en électron [48].

5.5.2.1 Principe

Le taux de mauvaise identification peut être déterminé à partir d'un lot d'événements enrichis en objets issus des processus multijets QCD et est défini comme :

$$f(E_T, \eta) = \frac{\text{nombre d'objets QCD du lot enrichi passant l'identification électron}}{\text{nombre d'objets QCD dans le lot enrichi}}, \quad (5.4)$$

où les objets QCD considérés au dénominateur passent une partie des critères d'identification des électrons. Dans notre cas, les objets du lot initial passent le critère d'identification *loose*. Au regard de la sélection décrite plus tôt, deux taux de mauvaise identification f_1 et f_2 devraient être déterminés du fait de l'identification asymétrique des deux électrons (variable d'isolation).

Ces taux sont ensuite appliqués sur les données en considérant dans chaque événement l'ensemble des paires constituées soit de deux objets QCD (N_{LL}), soit d'un électron identifié et d'un objet QCD (N_{LT} et N_{TL}). Les objets QCD (repérés par la lettre L) sont définis lors de la constitution de ces paires comme passant l'identification *loose* mais ne satisfaisant pas l'identification des électrons (repérés par la lettre T) utilisée dans l'analyse. Ceci assure la cohérence avec le lot d'événements enrichis utilisé pour la définition des taux de mauvaise identification et permet de définir le rapport des objets passant l'identification à ceux rejetés dans un sous lot d'événement QCD tel que :

$$p_{1,2} = \frac{f_{1,2}}{1 - f_{1,2}}. \quad (5.5)$$

A partir des paires constituées, il est finalement possible d'évaluer la contribution des processus pour lesquels deux objets QCD sont identifiés comme des électrons et des processus pour lesquels un électron est associé à un objet QCD reconstruit comme un électron. Ainsi, pour chaque intervalle en masse invariante considéré, la somme des poids attribuables à chaque paire est telle que :

$$N_{l+jets} = p_1 N_{TL} + p_2 N_{LT} - 2 \cdot p_1 p_2 N_{LL} ; \quad (5.6)$$

$$N_{QCD} = p_1 p_2 N_{LL} ; \quad (5.7)$$

$$N_{l+jets+QCD} = p_1 N_{TL} + p_2 N_{LT} - p_1 p_2 N_{LL} . \quad (5.8)$$

La nomenclature N_{TL} , N_{LT} distingue ici le cas où l'impulsion transverse de l'électron est supérieure à celle de l'objet QCD et l'isolation de l'électron est requise, du cas où l'impulsion transverse de l'objet QCD est supérieure à celle de l'électron et celui-ci n'est par conséquent pas requis comme isolé.

Ce principe général a été appliqué en déterminant les taux de mauvaise identification à partir de deux lots d'événements enrichis en processus multijets QCD.

5.5.2.2 Taux de mauvaise identification dans les événements déclenchés par des objets électromagnétiques

Dans le premier lot considéré, les événements sont acquis suivant le même déclenchement que celui de l'analyse : deux objets électromagnétiques d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV sont présents dans l'événement. La présélection décrite au paragraphe 5.2.1 est appliquée. Enfin, ne sont gardés que les objets dans l'acceptance de la sélection : $|\eta| < 2.47$.

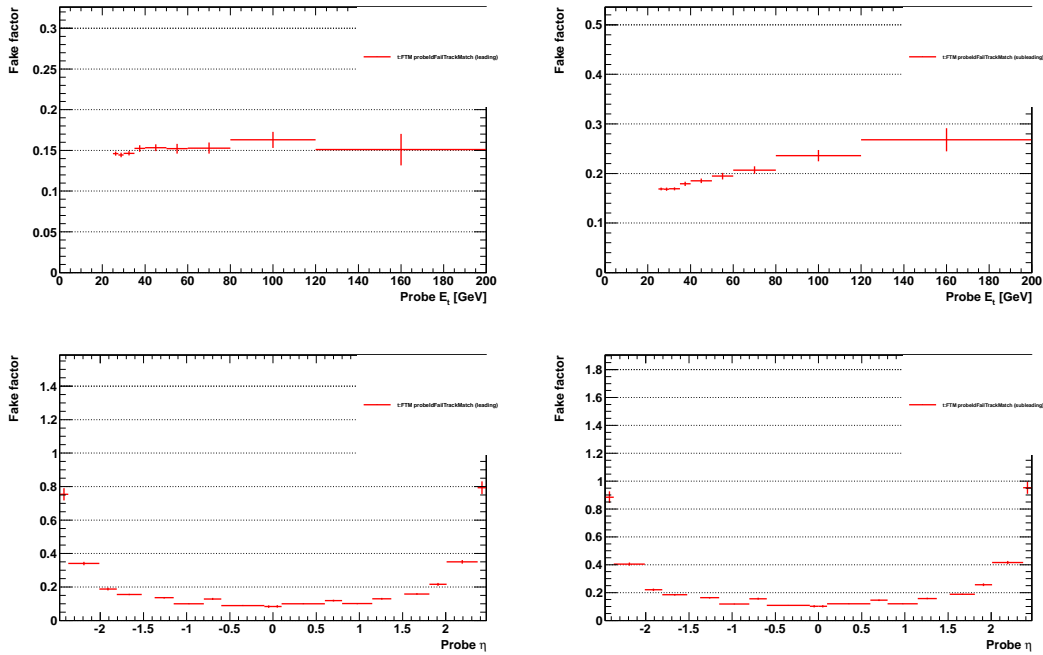


FIGURE 5.13: Facteurs de mauvaise identification p_i déterminés à partir des événements enrichis en processus multijets QCD dans le lot de données sélectionnées par un déclenchement sur la présence d'objets électromagnétiques. Dans un cas, l'objet électromagnétique est isolé : p_1 (gauche), dans l'autre cas l'isolation n'a pas été requise : p_2 (droite). [48]

Dans ce lot d'événements, la sélection d'objets QCD est assurée par l'application d'une méthode *Tag&Probe inversée*. L'objet QCD étiquetant l'événement est défini comme un objet d'au moins 20 GeV d'impulsion transverse passant l'identification *loose* mais ne satisfaisant pas le critère d'association trace-amas inclus dans l'identification *medium*. L'ensemble de sondes considérées est constitué des objets présentant une impulsion transverse d'au moins 25 GeV satisfaisant l'identification *loose*. Afin de supprimer du lot de sondes les contaminations en électrons issus de la décroissance de W , l'énergie transverse manquante de l'événement est requise inférieure à 25 GeV. La contamination en électrons issus de la décroissance du Z est réduite par l'application d'une coupure sur les paires étiquette-sonde. Celles-ci doivent être de charge identique. La différence d'azimut $\Delta\phi$ entre sonde et étiquette est requise supérieure à $\Delta\phi = 0.5$. Enfin ne sont conservées que les paires dont la masse invariante est en dehors d'une fenêtre de plus ou moins 20 GeV autour de la masse du Z .

Dans ce lot, les sondes sont utilisées afin de déterminer de manière directe

$$p_i = \frac{N_{\text{sondes}} \text{ passant l'identification électron}}{N_{\text{sondes}} \text{ rejetées}}, \quad (5.9)$$

où N_{sondes} rejetées est le nombre de sondes ne satisfaisant pas le critère d'association trace-amas. Les contributions résiduelles au nombre de sondes des événements $Z \rightarrow e^+e^-$, $W + \text{jets}$ et $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ sont évaluées et soustraites à partir de la simulation Monte Carlo. Les facteurs de mauvaise identification p_i en fonction de la pseudo-rapacité et de l'énergie transverse de l'électron sont représentés figure 5.13 pour le cas où l'électron est requis comme isolé et pour le cas où aucune isolation n'est demandée. La plus forte dépendance observée est liée à la pseudo-rapacité de l'objet. L'évaluation des contributions au bruit de fond provenant de la mauvaise identification de jets en électrons selon cette méthode a été effectuée en considérant seulement la dépendance en pseudo-rapacité. La même évaluation en considérant la double dépendance en énergie transverse et en pseudo-rapacité a été réalisée et la différence observée a été prise en compte dans l'évaluation de l'incertitude systématique de cette méthode.

5.5.2.3 Taux de mauvaises identifications dans les événements déclenchés par des objets QCD

Le second lot d'événements considéré pour la détermination des taux de mauvaise identification est issu des données déclenchées à partir de la présence d'un jet dans l'événement. Différents seuils sur l'impulsion transverse du jet ont été utilisés et constituent ainsi différents échantillons. Les recouvrements entre chacun de ces échantillons ont été supprimés [48]. Les événements ne satisfaisant pas le critère de qualité de reconstruction *medium* [112] des jets ont été rejetés.

Les objets dits QCD dans ces événements sont ceux contenus dans l'acceptance de la sélection et passant la présélection définie au paragraphe 5.2.1. Ils sont iden-

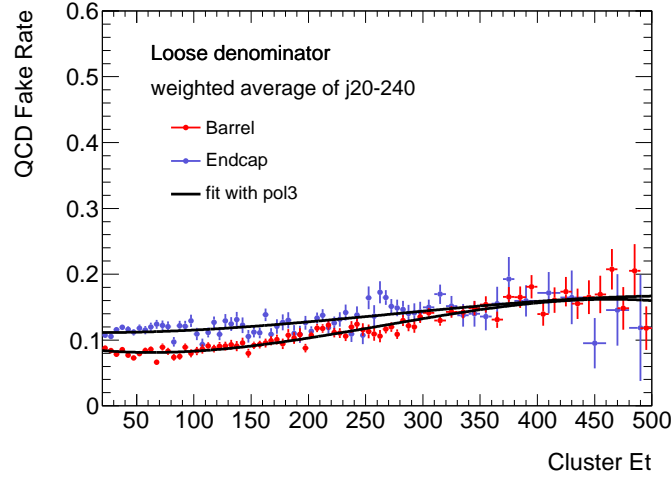


FIGURE 5.14: Facteurs d'erreur en fonction de l'énergie transverse de l'amas électromagnétique [GeV] dérivés à partir des événements enrichis en processus multijets QCD dans le lot de données sélectionnées par un déclenchement sur la présence de jets. [48]

tifiés comme *loose* avec une impulsion transverse d'au moins 20 GeV afin d'assurer la cohérence avec le déclenchement utilisé dans l'analyse. Enfin les objets QCD ayant déclenché l'acquisition de l'événement ne sont gardés qu'à condition de présenter une impulsion transverse supérieure de 10% à celle du critère de déclenchement afin de s'affranchir des effets de seuil. De même que précédemment, les contaminations provenant d'électrons isolés issus de la décroissance $Z \rightarrow e^+e^-$ sont supprimées en requérant moins de deux électrons identifiés comme *medium* dans chaque événement. Les électrons provenant de la désintégration d'un W sont retirés par la suppression des événements pour lesquels les conditions suivantes sont toutes satisfaites : un électron est identifié suivant le critère *tight* avec une énergie transverse supérieure à 20 GeV, l'énergie transverse manquante est supérieure à 20 GeV et la masse transverse⁴ est supérieure à 20 GeV.

Les taux de mauvaise identification ont été évalués de manière indifférenciée pour l'objet de plus haute impulsion transverse et l'objet de seconde plus haute impulsion transverse, de sorte que $f_1 = f_2$. Les objets QCD sont identifiés comme des électrons lorsqu'ils satisfont le critère *medium*. Cette identification est légèrement différente de celle utilisée dans l'analyse. L'ajout des critères d'isolation et de présence d'un impact dans la première couche du détecteur interne présente un impact négligeable sur les taux de mauvaise identification obtenus. Ceux-ci sont présentés en fonction de l'énergie transverse de l'amas figure 5.14 pour les régions tonneau et bouchons du calorimètre électromagnétique. Ces taux ont été

4. La masse transverse est définie comme $m_T = \sqrt{2 \cdot p_T \cdot E_T^{miss} (1 - \cos\phi_{l\nu})}$ où p_T est l'impulsion transverse de l'électron, E_T^{miss} l'énergie transverse manquante de l'événement et $\phi_{l\nu}$ l'angle dans le plan azimutal entre la direction de l'électron et la direction de l'énergie transverse manquante.

paramétrés par un polynôme d'ordre trois afin d'être appliqués sur les paires N_{LL} et N_{TL} ($N_{LT} = N_{TL}$) dans les données.

La dispersion des taux obtenus dans chacun des échantillons correspondant aux différents seuils de déclenchement a été incluse en tant qu'incertitude systématique sur les taux dérivés et représente une incertitude relative de 11% sur ces taux.

5.5.2.4 Résultats

Les facteurs de mauvaise identification dérivés sont appliqués à chacune des paires LL , TL et LT pour chacune des deux évaluations.

Pour la première, les objets QCD considérés pour la formation de ces paires sont strictement les objets satisfaisant au critère d'identification *loose* mais ne passant pas l'identification des électrons utilisée dans l'analyse. Ceci correspond à ce qui a été décrit au paragraphe 5.5.2.1. Dans la seconde évaluation, les objets QCD ont été définis comme ceux identifiés selon un critère *loose* mais ne satisfaisant pas le critère *medium*. La définition des vrais électrons dans ces paires est la même pour chacune des deux évaluations et a été définie au paragraphe 5.5.2.1.

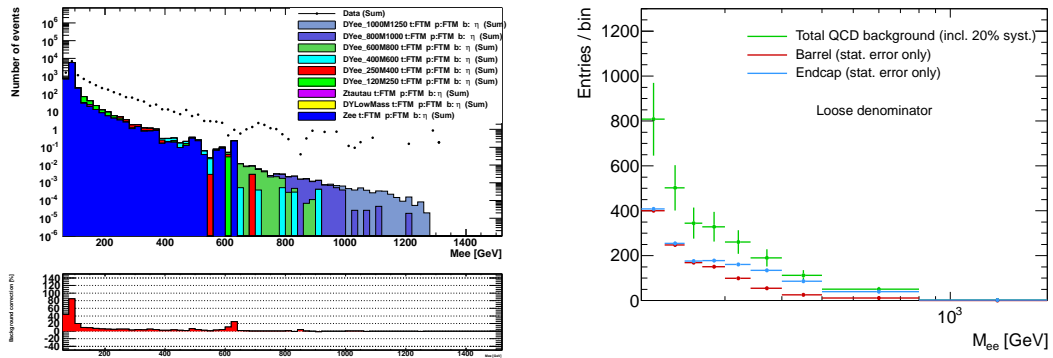


FIGURE 5.15: Évaluation des bruits de fond issus de la mauvaise identification des jets en électrons. A gauche l'évaluation menée sur les données acquises grâce au déclenchement sur les objets électromagnétiques. A droite celle obtenue à partir des données dans lesquelles un jet a déclenché l'acquisition de l'événement. [48]

Les contributions venant de la mauvaise identification d'au moins un jet en électron sont représentées figure 5.15. Ces évaluations ne sont supposées fiables qu'en dehors de la région en masse invariante correspondant au pic du Z pour laquelle on observe une forte contamination en vrais électrons parmi les objets QCD. En dehors de cette région, la contamination résiduelle en événements associés à des paires de vrais électrons a été déterminée de deux manières différentes pour chacune des deux évaluations.

Pour la première, l'application des facteurs de mauvaise identification sur les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ dans la simulation Monte Carlo permet de soustraire leur contribution. Celle-ci est comprise entre 5 et 10%. Une correction

constante de 10% a été choisie. Afin d'extrapoler les résultats de cette méthode à haute masse invariante, le spectre est ajusté par la fonction 5.3 déjà utilisée dans la méthode de renversement d'un critère d'identification. L'ajustement est réalisé dans la région comprise entre 140 GeV et 850 GeV. L'erreur systématique sur cet ajustement est tirée de la variation de l'intervalle sur lequel il est réalisé. Afin de déterminer l'erreur systématique totale, la prise en compte de la double dépendance en énergie transverse et pseudo-rapacité des facteurs d'erreur a été considérée ainsi que la variation de la normalisation des échantillons Monte Carlo lors de l'évaluation de la contamination en vrais électrons du lot de sondes. Ceci résulte en une erreur systématique totale de 31% à 2 TeV sur le nombre d'événements de bruit de fond QCD.

Pour la seconde évaluation, la contamination en vrais électrons a été évaluée en déterminant la proportion d'objets QCD présentant une isolation inférieure à 5 GeV (cône d'angle au sommet $\Delta R = 0.4$). La fraction de ces objets QCD appartenant à des paires de charges opposées après soustraction du nombre de paires de charges identiques est considérée comme la contamination en vrais électrons. Cette fraction est sommée en quadrature avec l'erreur systématique sur les facteurs d'erreur. Inférieure à 16% sur l'ensemble de la gamme en masse invariante, l'erreur systématique a été fixée de manière conservatrice à 20%. Identiquement à la méthode précédente, l'extrapolation à haute masse invariante est réalisée par l'ajustement de la forme du bruit de fond par la fonction 5.3 dans la gamme en masse invariante comprise entre 140 GeV et 850 GeV. L'incertitude systématique totale sur le nombre d'événements de bruit de fond QCD après inclusion de l'incertitude liée à l'ajustement est de 34% à 2 TeV.

Le calcul du taux de mauvaise identification et la normalisation au lot d'objets initialement considérés permet, pour ces deux méthodes, de s'affranchir de la potentielle distorsion de la forme du bruit de fond rencontré lors de l'inversion d'un critère d'identification. Néanmoins, la justesse de ces méthodes est à pondérer par l'application particulière à notre analyse dans laquelle aucun veto sur la présence d'un troisième électron n'est imposé. Ceci justifie de considérer plusieurs paires dans chaque événement afin d'évaluer la probabilité pour que chacune soit faussement identifiée comme une paire d'électrons. Aucune normalisation satisfaisante n'a été cependant trouvée afin de tenir compte du fait que seule une paire mal identifiée peut en réalité être sélectionnée dans un événement. Ceci peut éventuellement impliquer une surestimation du bruit de fond.

Enfin, l'évaluation réalisée dans le lot d'événements déclenchés par des objets électromagnétiques recourt à la simulation Monte Carlo afin d'effectuer la soustraction de la contamination en vrais électrons. Ces deux méthodes constituent en fait une version simplifiée de la méthode de la matrice qui permettrait d'extraire à partir des données le taux réel d'électrons contaminant le lot d'objets dits QCD. Ceci a été réalisé pour l'analyse des données 2010 [113,114]. Cependant du

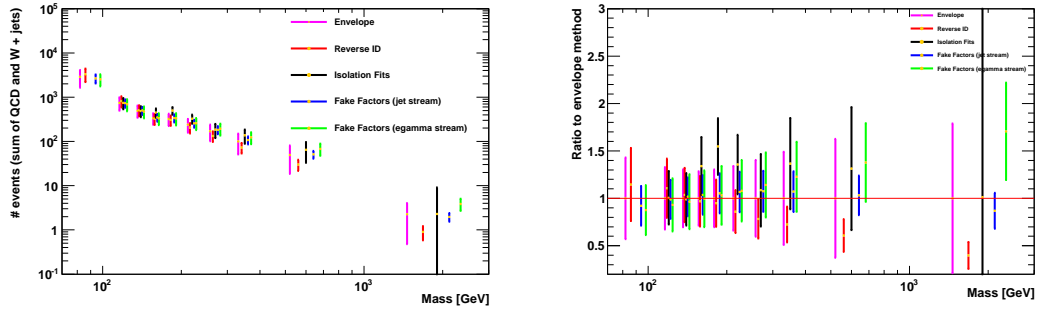


FIGURE 5.16: Estimations du nombre d'événements de bruit de fond QCD et W +jets obtenu (gauche) et rapport de ces estimations à la combinaison finale (droite). [48]

fait d'instabilités dans la résolution du système d'équations, cette méthode a été par la suite abandonnée.

5.5.3 Combinaison des méthodes

Les résultats obtenus par chacune des méthodes sont donnés dans le tableau 5.3 en terme de nombre d'événements QCD et W +jets déterminés pour différents intervalles en masse invariante. Ces résultats sont compatibles étant données les incertitudes importantes sur chacune de ces méthodes. Ces incertitudes sont visibles sur la figure 5.16 qui présente le spectre en masse invariante obtenu par chaque méthode (gauche) et le rapport de chacune à l'estimation finale (droite). Sur cette figure apparait une troisième méthode utilisant des gabarits en isolation. Elle n'a été appliquée qu'à titre de vérification et n'est pas utilisée dans l'estimation finale du bruit de fond du fait de grandes incertitudes statistiques. L'estimation finale est définie à partir du centre de l'enveloppe couverte par les valeurs centrales et les incertitudes associées à chacune des méthodes présentées. L'incertitude finale assignée à cette estimation est quant à elle déterminée par les extrema de l'enveloppe. Ceci est illustré figure 5.17.

Enfin, la normalisation des bruits de fond évalués à partir de la simulation Monte Carlo est obtenue par une normalisation aux données dans la région en masse invariante comprise entre 70 GeV et 110 GeV. Cette normalisation est effectuée en fixant le nombre d'événements QCD et W +jets à la valeur de l'estimation combinée. Ceci résulte en un rapport de 1.038 entre cette normalisation et celle basée sur la luminosité intégrée collectée.

5.6 Comparaison des prédictions aux données

Le tableau 5.4 présente le nombre d'événements attendus pour chacun des bruits de fond de l'analyse et le nombre d'événements observés dans les don-

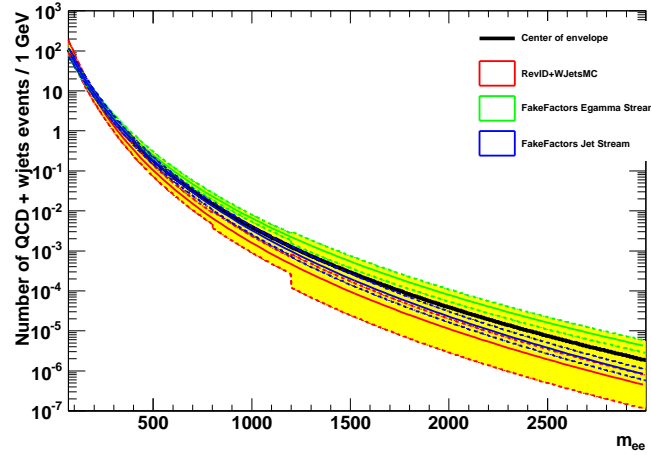


FIGURE 5.17: Combinaison des bruits de fond QCD et W +jets. La masse invariante est exprimée en GeV. La valeur centrale de l'estimation est représentée en trait épais. La région colorée correspond à l'enveloppe délimitée par les incertitudes maximales de chacune des méthodes. [48]

Méthode / m_{ee} [GeV]	70 - 110	110 - 130	130 - 150	150 - 170	170 - 200
Renversement du critère $\Delta\eta$	3304.60	818.98	510.85	325.33	305.49
Facteurs d'erreur (EM)	2525.66	689.17	475.71	334.18	332.22
Facteurs d'erreur (jet)	N/A	732.34	501.62	347.93	339.14
Combinaison	2885.66	740.35	493.65	335.84	322.14
Méthode / m_{ee} [GeV]	200 - 240	240 - 300	300 - 400	400 - 800	800 - 3000
Renversement du critère $\Delta\eta$	205.97	133.26	72.88	30.07	0.90
Facteurs d'erreur (EM)	258.72	194.11	123.53	68.24	3.87
Facteurs d'erreur (jet)	255.83	182.87	107.76	51.03	1.97
Combinaison	239.72	170.09	100.65	49.52	2.27

TABLE 5.3: Comparaison des résultats obtenus par chacune des méthodes d'évaluation des bruits de fond multijets QCD et W +jets. Une entrée marquée N/A indique que la méthode n'est pas applicable dans l'intervalle en masse invariante considéré. La combinaison des méthodes est aussi donnée.

nées pour différents intervalles en masse invariante. Le nombre total d'événements dans l'intervalle de normalisation compris entre 70 GeV et 110 GeV est de 1236646 événements. La distribution en masse invariante correspondante est montrée figure 5.18 sur laquelle trois exemples de signaux Z'_{SSM} ont été superposés aux bruits de fond pour trois masses de la résonance : 1.5 TeV, 2 TeV et 2.5 TeV. L'évaluation des bruits de fond issus de la mauvaise identification de jets en électrons est basée sur la combinaison des méthodes présentées précédemment.

Les comparaisons des prédictions aux données pour les distributions en impulsion transverse, en pseudo-rapidité et en azimuth de chacun des deux électrons sélectionnés sont illustrées figures 5.19, 5.20 et 5.21. L'évaluation des bruits de

m_{ee} [GeV]	110 - 200	200 - 400	400 - 800	800 - 1200	1200 - 3000
Z/γ^*	26700 ± 1100	2960 ± 120	265 ± 13	12.1 ± 0.9	1.47 ± 0.18
$t\bar{t}$	1300 ± 120	410 ± 40	26.5 ± 2.8	0.41 ± 0.17	0.034 ± 0.034
Diboson	415 ± 21	146 ± 8	16.2 ± 0.9	0.88 ± 0.05	0.101 ± 0.011
QCD et W +jets	1900 ± 600	510 ± 200	50 ± 31	2.0 ± 1.8	0.26 ± 0.31
Total	30300 ± 1300	4030 ± 240	357 ± 34	15.6 ± 2.0	1.86 ± 0.35
Données	29816	4026	358	17	3

TABLE 5.4: Comparaison des prédictions aux données pour différents intervalles en masse invariante. Les incertitudes citées comprennent les incertitudes systématique (cf. section 5.7) et statistique.

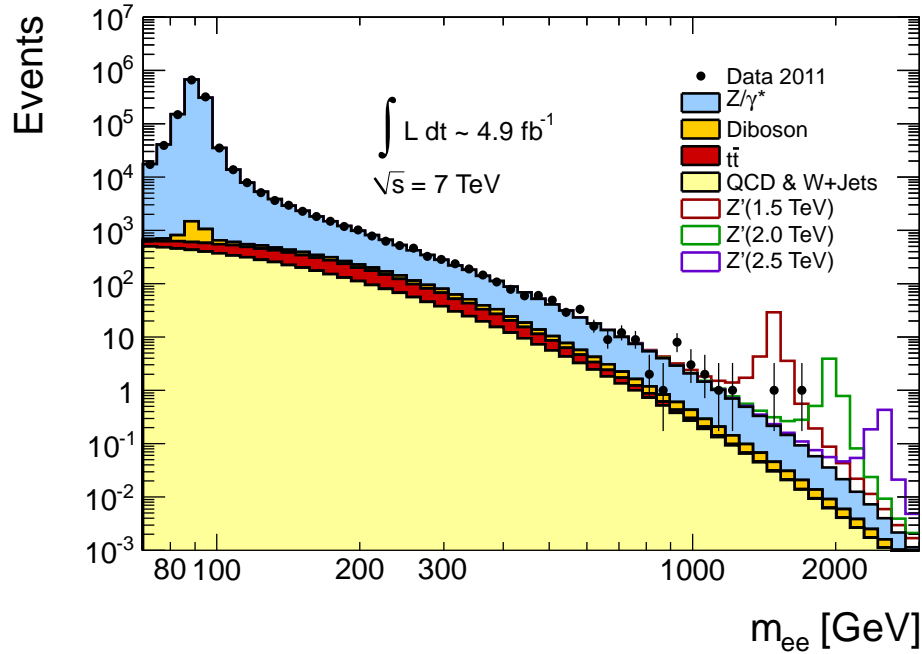


FIGURE 5.18: Distribution en masse invariante diélectron après application de la sélection. Trois exemples de signaux Z'_{SSM} sont superposés aux prédictions à titre d'illustration.

fond QCD et W +jets est ici obtenue par la méthode de renversement d'un critère d'identification seule.

La validité des prédictions Monte Carlo concernant l'isolation des électrons est un point crucial notamment du fait de la dépendance en impulsion transverse observée dans les études de performances. Les distributions d'isolation pour l'électron requis comme isolé dans l'analyse et l'électron de seconde plus haute impulsion transverse sont présentées figure 5.22. On constate une légère translation des distributions en isolation vers des valeurs d'isolation plus faibles dans les prédictions en comparaison aux valeurs observées dans les données. Ceci est

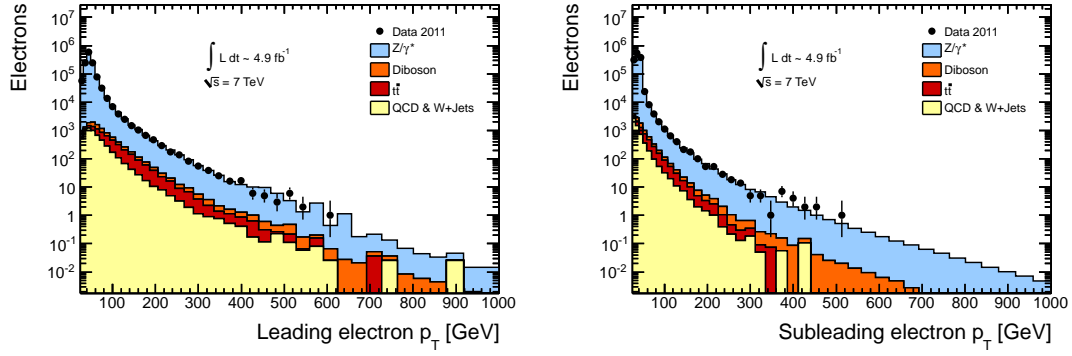


FIGURE 5.19: Impulsion transverse de l'électron de plus haute impulsion transverse (gauche) et de l'électron de seconde plus haute impulsion transverse (droite).

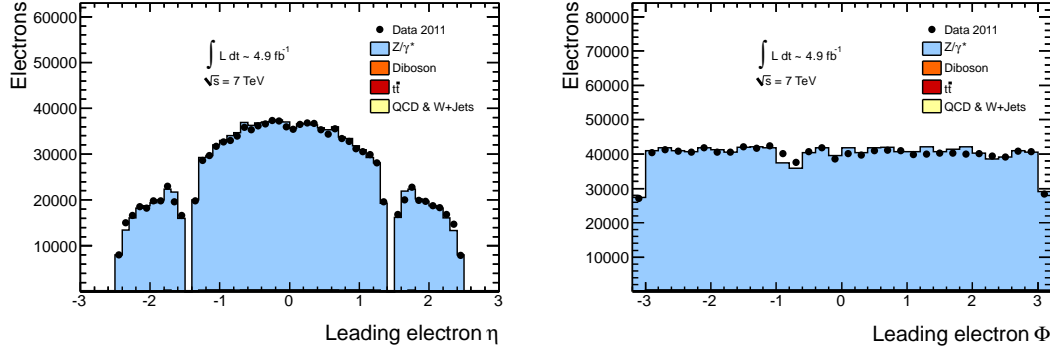


FIGURE 5.20: Distribution en pseudo-rapidité (gauche) et en angle azimutal (droite) de l'électron de plus haute impulsion transverse.

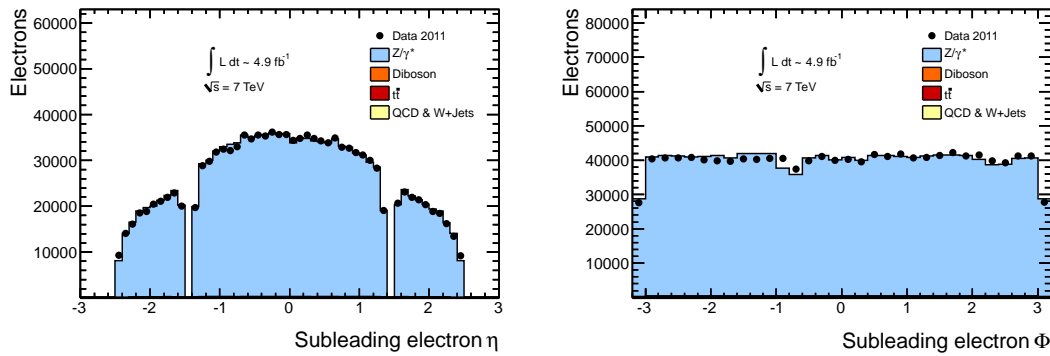


FIGURE 5.21: Distribution en pseudo-rapidité (gauche) et en angle azimutal (droite) de l'électron de deuxième plus haute impulsion transverse.

compris comme étant le fait d'une sur-correction de la dépendance en impulsion

transverse de l'isolation dans la simulation Monte Carlo et a été pris en compte dans l'évaluation des incertitudes systématiques décrite plus tard.

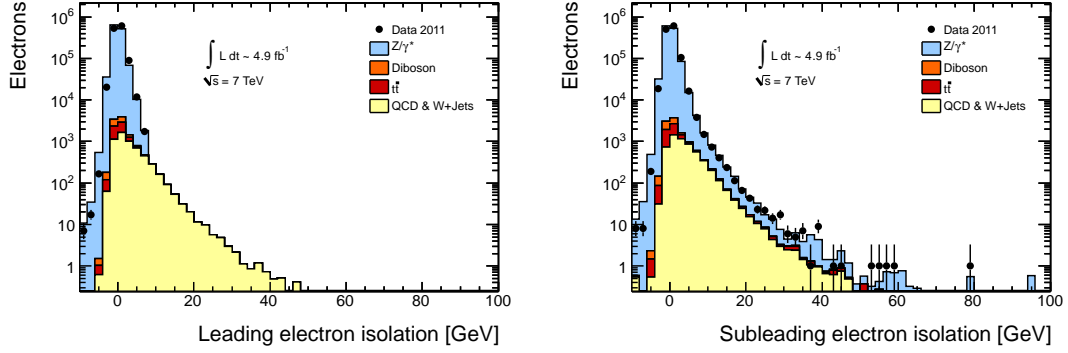


FIGURE 5.22: Distribution des isolations de l'électron de plus haute impulsion (gauche) et de l'électron de seconde plus haute impulsion (droite).

5.7 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques ont été évaluées en considérant à la fois les sources d'incertitude théoriques et expérimentales.

5.7.1 Incertitudes théoriques

Les principales sources d'incertitude théoriques sur la prédiction du bruit de fond sont liées aux PDFs, aux facteurs d'échelle et à la variation de la constante de couplage α_s . Leur impact a été évalué à partir des calculs NNLO de la section efficace de production du processus Drell-Yan décrits au paragraphe 1.2.3.3.

Les incertitudes sur une quantité X déterminée à partir des PDFs peuvent être dérivées des fluctuations haute et basse de la PDF autour de sa valeur centrale, de telle sorte que les variations maximale ΔX^+ et minimale ΔX^- de la quantité X sont définies par :

$$\Delta X^+ = \sqrt{\sum_i^n (\max(X_i^+ - X_0, X_i^- - X_0, 0))^2} ; \quad (5.10)$$

$$\Delta X^- = \sqrt{\sum_i^n (\max(X_0 - X_i^+, X_0 - X_i^-, 0))^2} , \quad (5.11)$$

où X_0 est la valeur de la quantité X en utilisant la valeur centrale de la fonction de distribution de partons et X_i^+ et X_i^- sont les valeurs obtenues à partir des i jeux de PDFs correspondant aux fluctuations haute et basse.

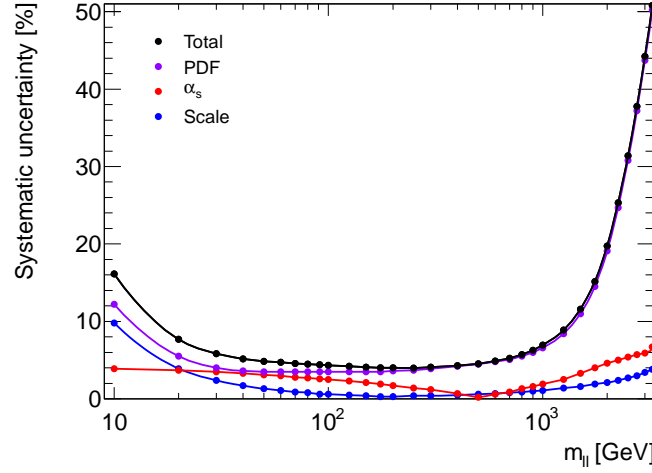


FIGURE 5.23: Incertitudes systématiques sur la section efficace du processus $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ en fonction de la masse invariante dilepton. L'incertitude liée aux corrections électrofaibles n'est ici pas représentée. [48]

L'incertitude systématique sur la section efficace différentielle $\frac{d\sigma_{NNLO}}{dm_{ll}}$ en fonction de la masse invariante a ainsi été évaluée en considérant la valeur maximale prise par $\Delta\left(\frac{d\sigma_{NNLO}}{dm_{ll}}\right)^+$ et $\Delta\left(\frac{d\sigma_{NNLO}}{dm_{ll}}\right)^-$ lors de l'utilisation des jeux d'erreurs MSTW2008NNLO⁵. De la même manière, l'incertitude liée à la constante de couplage forte est obtenue par l'utilisation des différentes PDFs de MSTW2008NNLO correspondant à la variation de cette constante. Enfin, l'incertitude associée aux facteurs d'échelle de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F a été évaluée à partir des déviations maximales des valeurs obtenues pour la section efficace de production $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ en variant d'un facteur deux chacun de ces deux paramètres autour de leur valeur nominale. Les incertitudes systématiques ainsi obtenues sont présentées en fonction de la masse invariante dilepton sur la figure 5.23.

L'incertitude systématique sur les corrections électrofaibles décrites au paragraphe 1.2.3.3 a été déterminée en considérant les incertitudes sur le calcul des émissions de bosons réels, la potentielle contribution des ordres supérieurs électrofaibles et d'ordre $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$.

L'incertitude théorique sur la section efficace totale de production du signal Z' a elle aussi été évaluée bien que n'entrant pas directement dans la procédure de recherche d'un excès dans le spectre en masse invariante par la suite⁶. De la même manière que précédemment, la variation des jeux de fonctions de distribu-

5. Cet ensemble de PDFs est celui qui a été utilisé afin de déterminer les facteurs de corrections pour la prise en compte des ordres supérieurs QCD.

6. Ce choix est le résultat d'un accord au sein de la collaboration ATLAS pour la recherche de particules au delà du modèle standard.

Masse de la résonance Z' [GeV]	Incertitude (90% CL)
100	+3.0% – 2.1%
200	+2.6% – 2.6%
500	+4.4% – 3.7%
1000	+5.5% – 7.1%
1500	+8.0% – 9.8%
2000	+8.5% – 13.3%

TABLE 5.5: Incertitudes (à 90% de niveau de confiance) dues à la variation des PDF sur la section efficace totale de production du signal déterminée avec MSTW2008lo90cl. [48]

tion de partons permet d'évaluer l'erreur sur la section efficace de production du signal pour différentes masses de la résonance. Les fonctions de distribution de partons utilisées pour la simulation du signal Z' (MRST2007LO**) ne présentant pas de jeu d'erreurs, ces incertitudes ont été estimées à partir des fonctions de distributions de parton MSTW2008lo90cl. Ceci est résumé dans le tableau 5.5.

5.7.2 Incertitudes expérimentales

Au delà de l'incertitude sur l'évaluation du bruit de fond QCD et W +jets, différentes sources d'incertitude expérimentales ont été considérées.

La normalisation aux données dans l'intervalle compris entre 70 GeV et 110 GeV permet d'ignorer l'incertitude sur la détermination de la luminosité. Nous verrons par la suite que cette normalisation entre dans l'interprétation des résultats via la connaissance théorique de la section efficace de production du processus Z/γ^* qui est dominant dans l'intervalle de normalisation. Cette section efficace est connue à 5% près et tient lieu d'incertitude sur la normalisation effectuée.

Comme décrit à la section 4.4, l'échelle d'énergie et la résolution de la mesure effectuée par le calorimètre électromagnétique ont été étudiées dans les données. La simulation Monte Carlo a été ajustée afin de reproduire les performances observées. Les incertitudes existant sur l'échelle d'énergie dérivées des données sont comprises entre 0.5% et 1.5% pour les électrons à des pseudo-rapidités absolues inférieures à 2.47 [115]. L'incertitude sur la résolution est inférieure au pourcent. Enfin, comme mentionné auparavant, la non-linéarité de la réponse du calorimètre est négligeable.

Les différences existant entre données et Monte Carlo dans la reconstruction et l'identification des électrons sont corrigées par l'application des facteurs correctifs mentionnés à la section 4.4. L'incertitude résultant de la détermination de ces facteurs a été déterminée comme négligeable devant l'incertitude provenant de la description des variables d'identification à haute impulsion dans le Monte Carlo. Le comportement à haute impulsion de chacune des variables a été vérifié dans les données dans la référence [99] à l'exception de la variable d'isolation. Cette

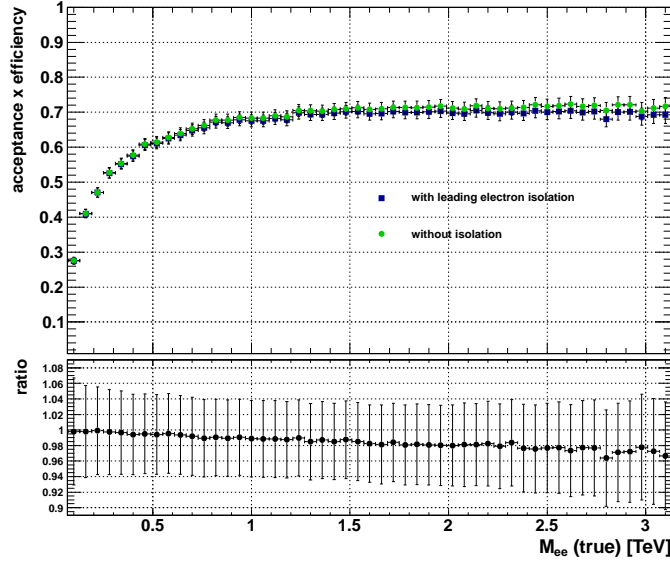


FIGURE 5.24: Produit de l'acceptance par l'efficacité de la sélection du signal en fonction de la masse invariante au niveau généré des deux électrons issus du Z' avec et sans application du critère d'isolation sur l'électron de plus haute impulsion transverse.

étude montre que les différences entre simulation et données dans la description de ces variables sont faibles et tendent à diminuer avec l'impulsion transverse des électrons. À l'inverse, la variable d'isolation est moins bien décrite à haute impulsion comme nous avons pu le constater lors de la comparaison des prédictions aux données.

Par conséquent, il a été décidé de manière conservatrice d'inférer l'incertitude systématique liée à la description de l'isolation dans la simulation par l'estimation du rapport du produit de l'acceptance par l'efficacité de sélection de l'analyse avec et sans requête concernant l'isolation de l'électron de plus haute impulsion. Ce rapport est donné figure 5.24 et montre au maximum une variation de 4% du nombre d'événements passant la sélection. Cette variation est inférieure à 3% sur la plus grande partie de la gamme en masse invariante considérée.

Bien que la simulation Monte Carlo soit réalisée pour reproduire au mieux les conditions d'empilement des données, l'influence de la superposition des événements sur l'analyse a été étudiée. La figure 5.25 présente ainsi le produit de l'acceptance par l'efficacité de sélection pour des conditions d'empilement simulées telles que les nombres moyens d'interactions par croisement de faisceaux sont $\langle \mu \rangle \sim 7$ et $\langle \mu \rangle \sim 12$. Ces valeurs correspondent aux deux périodes majeures en terme de luminosité instantanée délivrée lors de la prise de données 2011. La

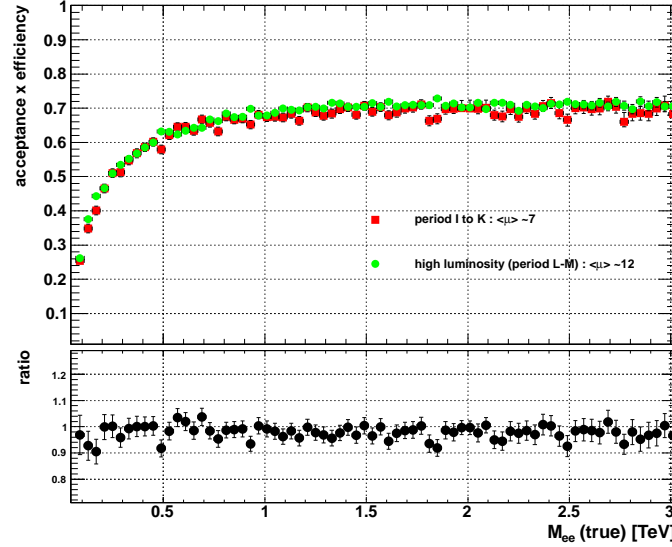


FIGURE 5.25: Produit de l'acceptance par l'efficacité de la sélection du signal en fonction de la masse invariante au niveau généré des deux électrons issus du Z' pour des conditions d'empilement distinctes.

figure montre peu d'influence de l'empilement sur l'efficacité d'identification des électrons.

En définitive, l'incertitude systématique sur le nombre d'événements de bruit de fond total est dominée par l'évaluation du bruit de fond provenant de la mauvaise identification de jets en électrons. Cette incertitude a été évaluée par le rapport du nombre d'événements de bruit de fond supplémentaires au nombre d'événements de bruit de fond total obtenu par la surestimation de ce bruit de fond de 1σ compte tenu des incertitudes présentées à la section 5.5. L'incertitude ainsi obtenue est nulle dans l'intervalle en masse invariante où est réalisée la normalisation aux données et croît pour atteindre 7% à 200 GeV, 12% à 1 TeV et 26% à 2 TeV.

Par anticipation, notons que la procédure de recherche d'un signal présentée par la suite n'est pas sensible aux variations inférieures à 3% dans la prédiction du nombre d'événements de bruits de fond. Dans cette procédure, un signal est recherché au delà d'une masse invariante de 128 GeV et l'estimation du bruit de fond dans l'intervalle entre 70 GeV et 110 GeV est fixée, à l'incertitude sur la normalisation près. Par conséquent, la normalisation aux données dans l'intervalle compris entre 70 GeV et 110 GeV annule les incertitudes systématiques indépendantes de la masse et dont la contribution est inférieure à 3%. Les incertitudes

Masse [TeV]	0.2		1		2	
Source	Signal	Bruit de fond	Signal	Bruit de fond	Signal	Bruit de fond
Normalisation	5%	N/A	5%	N/A	5%	N/A
PDF/ $\alpha_S/\mu_R, \mu_F$	N/A	4%	N/A	7%	N/A	20%
Corrections électrofaibles	N/A	—	N/A	—	N/A	4.5%
Bruit de fond QCD&W+jets	N/A	7%	N/A	12%	N/A	26%
Total	5%	8%	5%	14%	5%	33%

TABLE 5.6: Incertitudes systématiques sur le nombre d'événements attendus pour différentes valeurs de la masse invariante dilepton (m_{ee}). Une entrée marquée N/A indique une incertitude non applicable et — une incertitude négligeable.

systématiques retenues par la suite sont donc résumées dans le tableau 5.6 pour différentes masses invariantes du système diélectron reconstruit.

5.8 Interprétation des résultats

L'interprétation des résultats est basée sur une unique observable, le spectre en masse invariante diélectron présenté figure 5.18. Nous recherchons dans ce spectre un éventuel excès d'événements attribuable à un signal de nouveau boson de jauge Z' . Cette recherche est effectuée en considérant une résonance dans le spectre en masse invariante dont la largeur est fixée à celle d'un Z' de type SSM .

La recherche d'un excès de signal a été réalisée par méthode de vraisemblance. Les détails du développement et de la mise en oeuvre de cette méthode pourront être trouvés dans les références [116, 117]. Ce qui suit est une brève explication de la méthode et s'attachera principalement à décrire les résultats obtenus.

5.8.1 Principe

5.8.1.1 Fonction de vraisemblance

La recherche d'un excès attribuable au signal issu de la décroissance d'un nouveau boson Z' est effectuée pour des masses invariantes au delà de 128 GeV et en deçà de 3 TeV. Ceci vient du fait que l'intervalle en deçà de 128 GeV est considéré afin d'extraire la normalisation aux données (entre 70 GeV et 110 GeV). Cette procédure est appliquée sous l'hypothèse que la contribution d'un quelconque signal est nulle pour des masses invariantes inférieures à 128 GeV.

La distribution des événements dans chaque sous-intervalle de l'intervalle de recherche suit une loi poissonnienne. Dans ce cas, la fonction de vraisemblance associée à l'observation de n_{obs} événements dans chaque sous intervalle est définie par :

$$\mathcal{L}(\text{données} | N_{Z'}, N_{bdf}) = \frac{\mu^{n_{obs}} e^{-\mu}}{n_{obs}!}, \quad \text{avec } \mu = N_{Z'} + N_{bdf}. \quad (5.12)$$

où $N_{Z'}$ représente le nombre d'événement de signal et N_{bdf} est la somme des contributions de chacun des bruits de fond qui ont été évalués à la section 5.5. L'interférence entre le Drell-Yan et le signal est ici négligée.

Les N_{sys} incertitudes systématiques décrites section 5.7.2 peuvent être incluses à travers des paramètres de nuisances θ_i de sorte que la fonction de vraisemblance est réécrite :

$$\mathcal{L}(\text{données}|N_j, \theta_i) = \frac{\mu^{n_{obs}} e^{-\mu}}{n_{obs}!} \prod_{i=1}^{N_{sys}} G(\theta_i) , \quad \text{avec } \mu = \sum_{j=Z', bdf} N_j (1 + \theta_i \epsilon_{ij}) . \quad (5.13)$$

où ϵ_{ij} représente la variation relative du nombre d'événements N_j pour chaque source d'incertitude et $G(\theta_i)$ est la fonction de densité de probabilité qui leur est associée.

Dans notre cas, où l'on s'intéresse à N_{bin} sous-intervalles en masse invariante, la fonction de vraisemblance associée est simplement le produit des fonctions de vraisemblance associées à chaque sous-intervalle dans lesquels on observe n_k événements, de sorte que :

$$\mathcal{L}(\text{données}|N_j, \theta_i) = \prod_{k=1}^{N_{bin}} \frac{\mu_k^{n_k} e^{-\mu_k}}{n_k!} \prod_{i=1}^{N_{sys}} G(\theta_i) , \quad \text{avec } \mu_k = \sum_{j=Z', bdf} N_j (1 + \theta_i \epsilon_{ijk}) . \quad (5.14)$$

Ici ϵ_{ijk} permet de contrôler la variation de N_j dans chaque sous intervalle.

Dans le cas où l'on souhaiterait réaliser une simple expérience de comptage, il serait possible de s'arrêter à ce stade en considérant N_{bdf} "fixé" à partir des prédictions sur le bruit de fond. Ceci revient néanmoins à négliger une partie de l'information cinématique propre au spectre en masse invariante obtenu.

Afin de tester non pas un excès global d'événements mais la présence d'un pic dans le spectre en masse invariante, une approche considérant la forme de la prédiction du modèle standard et d'un signal Z' hypothétique a été utilisée. La forme des spectres en masse invariante est incluse dans la fonction de vraisemblance 5.14 par l'utilisation de gabarits de sorte que :

$$\mu_k = \sum_j N_j T_{jk} (1 + \theta_i \epsilon_{ijk}) , \quad (5.15)$$

où T_{jk} est la forme des spectres en masse invariante normalisée à 1 sur l'intervalle de recherche. Dans le cas du gabarit de signal, la forme de celui-ci peut être variée afin de tester différentes hypothèse quant à la masse de la résonance. Cette approche est en principe moins sensible aux biais expérimentaux comme une relative mauvaise modélisation du bruit de fond.

La fonction de vraisemblance précédente permet à la fois de déterminer les valeurs de N_{bdf} et $N_{Z'}$. Cependant, dans notre cas, la normalisation du bruit de fond est obtenue par la normalisation des prédictions aux données dans la gamme

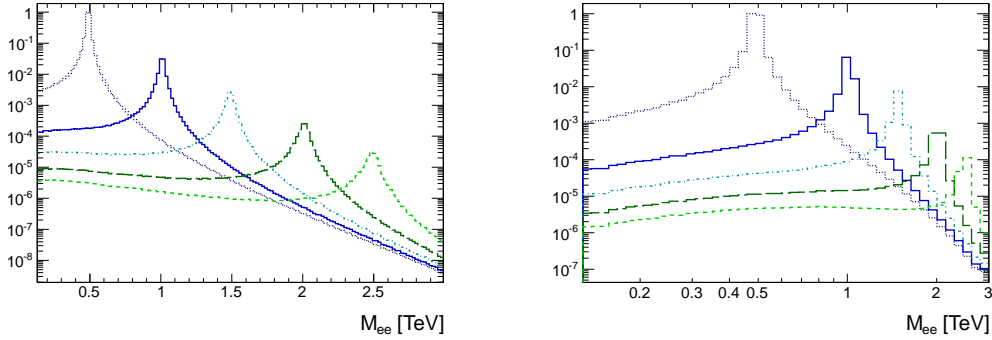


FIGURE 5.26: Gabarits de signal Z' suivant une échelle linéaire en masse invariante (gauche) et logarithmique (droite).

en masse invariante comprise entre 70 GeV et 110 GeV. Ceci présente l'avantage d'annuler toutes les incertitudes systématiques ne présentant aucune dépendance avec la masse invariante. Les fonctions de densité de probabilité des incertitudes restantes sont choisies comme gaussiennes de moyenne nulle et de largeur 1 : $G(\theta_i, 0, 1)$. L'importance de chacune des incertitudes en fonction de la masse invariante est alors entièrement dictée par la variation relative du nombre d'événements N_j paramétrée par les ϵ_{ijk} évalués à partir des incertitudes déterminées au paragraphe 5.7.2. Les densités de probabilité associées aux incertitudes sont intégrées (marginalisées) de sorte que la fonction de vraisemblance est exprimable à partir de l'unique paramètre d'intérêt $N_{Z'}$.

La fonction de densité de probabilité à posteriori du paramètre $N_{Z'}$ est évaluée grâce au théorème de Bayes en considérant un prior $\pi(N_{Z'})$ uniforme et positif :

$$p(N_{Z'} | \text{données}) = \frac{\mathcal{L}(\text{données} | N_{Z'}) \pi(N_{Z'})}{\int \mathcal{L}(\text{données} | N'_{Z'}) \pi(N'_{Z'}) dN'_{Z'}} . \quad (5.16)$$

L'implémentation du calcul de cette fonction de densité de probabilité à posteriori a été réalisée avec le *Bayesian Analysis Toolkit* [117]. Le maximum de la fonction, appelé mode postérieur, est alors obtenu pour le contenu en signal le plus probable.

5.8.1.2 Construction des gabarits de signal

Les gabarits permettant la prise en compte de la forme du signal sont constitués à partir de l'échantillon Monte Carlo " Z' aplati" par une procédure de pondération inverse à celle utilisée lors de la génération du signal dans PYTHIA. Des gabarits ont été générés en considérant des masses de la résonance croissantes suivant un pas de 40 GeV couvrant l'intervalle de recherche de 0.128 TeV à 3.01 TeV. La forme de ces gabarits en suivant une échelle linéaire et logarithmique pour l'axe des abscisses est représentée figure 5.26 pour des masses de résonance choisies

le long de l'intervalle de recherche. Pour l'illustration, les rapports des sections efficaces pour chaque masse de résonance ont été conservés. Ceci n'est pas le cas dans la procédure de recherche du signal. On observe ici l'effet de la luminosité de partons conduisant à l'applatissage du pic aux masses de résonance élevées pour lesquelles la majorité des événements est constituée des désintégrations hors couche de masse du Z' .

5.8.1.3 Interprétation en terme de section efficace de production

La normalisation au pic du Z présente l'avantage de pouvoir réinterpréter le nombre d'événements de signal $N_{Z'}$ extrait afin d'obtenir le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement du signal $\sigma B(Z' \rightarrow ee)$ en considérant l'équation suivante :

$$\sigma B(Z') = \sigma B(Z) \frac{N_{Z'}(\mathcal{A}\epsilon)_Z}{N_Z(\mathcal{A}\epsilon)_{Z'}}, \quad (5.17)$$

où

- $\sigma B(Z) = 0.989\text{nb}$ est la section efficace de production du processus $Z \rightarrow e^+e^-$ pour $m_{ee} > 60$ GeV [109].
- $(\mathcal{A}\epsilon)_Z$ est l'acceptance multipliée par l'efficacité de sélection du processus $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ dans la région définie par $m_{ee} > 70$ GeV. Elle est déterminée grâce à la prédiction obtenue à partir du lot d'événements Z/γ^* simulés.
- N_Z est le nombre d'événements du bruit de fond $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ au delà de 70 GeV dérivée de la prédiction obtenue à partir de la simulation Monte Carlo.
- $(\mathcal{A}\epsilon)_{Z'}$ est l'acceptance multipliée par l'efficacité de la sélection du signal dans la région où il est recherché ($m_{ee} > 128$ GeV) sous une hypothèse donnée quant à la masse de la résonance Z' considérée.

Ceci permet alors de considérer indifféremment les fonctions de vraisemblance $\mathcal{L}(\text{données}|N_{Z'})$ et $\mathcal{L}(\text{données}|\sigma B(Z'))$.

Le produit de l'acceptance par l'efficacité de la sélection en fonction de la masse de la résonance Z' a été dérivé de l'échantillon " Z' aplati" en considérant le pourcentage d'événements passant la sélection finale après application de la procédure de repondération pour chaque masse de résonance. Ce produit est obtenu en considérant les événements sur l'intégralité de la région du spectre en masse invariante au delà de 128 GeV. Les résultats obtenus sont illustrés figure 5.27. La diminution du produit de l'acceptance par l'efficacité de sélection constatée à haute masse de résonance est liée à l'intégration des événements à basse masse invariante dont on a vu plus tôt qu'ils étaient dominants pour des masses de résonance élevées. Pour ces événements, la perte d'efficacité provenant des effets d'acceptance présentée à la section 5.3 contribue à une diminution de l'acceptance pour des résonances au delà de $M_{Z'} = 1.5$ TeV.

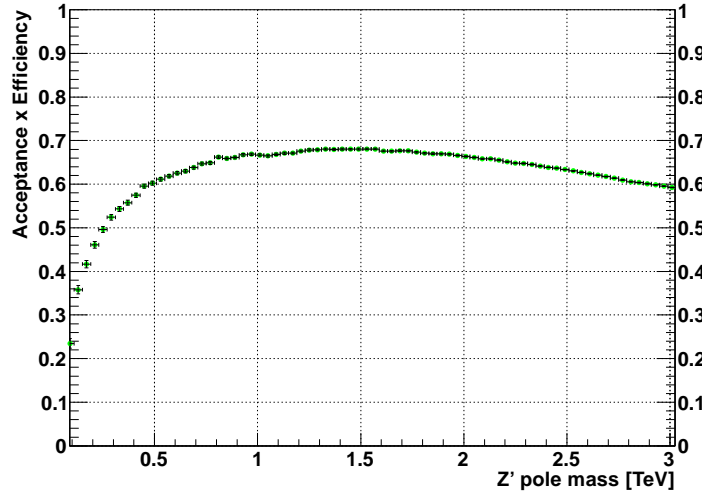


FIGURE 5.27: Produit de l'acceptance par l'efficacité de la sélection du signal en fonction de la masse de la résonance Z' .

5.8.2 Recherche d'un excès dans le spectre en masse invariante

La recherche d'un excès dans le spectre en masse invariante a été réalisée via un ajustement par vraisemblance d'un éventuel signal Z' de masse $M_{Z'}$ et de section efficace de production inconnues. Concrètement, ceci revient à évaluer la fonction de densité de probabilité à posteriori pour différentes hypothèses de masse de la résonance $M_{Z'}$. Le meilleur ajustement obtenu correspond alors au mode postérieur de la fonction de densité de probabilité $p(\sigma B(Z'), M_{Z'} | \text{données})$ dans le plan $(\sigma B(Z'), M_{Z'})$. La fonction de densité de probabilité marginalisée est représentée figure 5.28 où est indiqué le meilleur ajustement obtenu ainsi que les contours de confiance à 68%. L'excès le plus en faveur de l'hypothèse d'un signal superposé au bruit de fond est localisé à une masse invariante de 950 GeV.

Le meilleur test statistique afin de distinguer deux hypothèses est selon le lemme de Neyman-Pearson obtenu par calcul du rapport des logarithmes des fonctions de vraisemblance sous les deux hypothèses considérées (*Log Likelihood Ratio (LLR)*) :

$$LLR = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\text{données} | \hat{M}_{Z'}, \hat{\sigma B}(Z'))}{\mathcal{L}(\text{données} | \sigma B(Z') = 0)}, \quad (5.18)$$

où $\hat{M}_{Z'}$, $\hat{\sigma B}(Z')$ sont les valeurs de ces paramètres correspondant au meilleur ajustement dans l'hypothèse de présence combinée du signal et du bruit de fond et où la condition $\sigma B(Z') = 0$ correspond à l'hypothèse du modèle standard.

La signification de l'excès à 950 GeV par rapport aux prédictions du modèle standard a ainsi été déterminée par l'estimation de la *p-value*, soit la probabilité

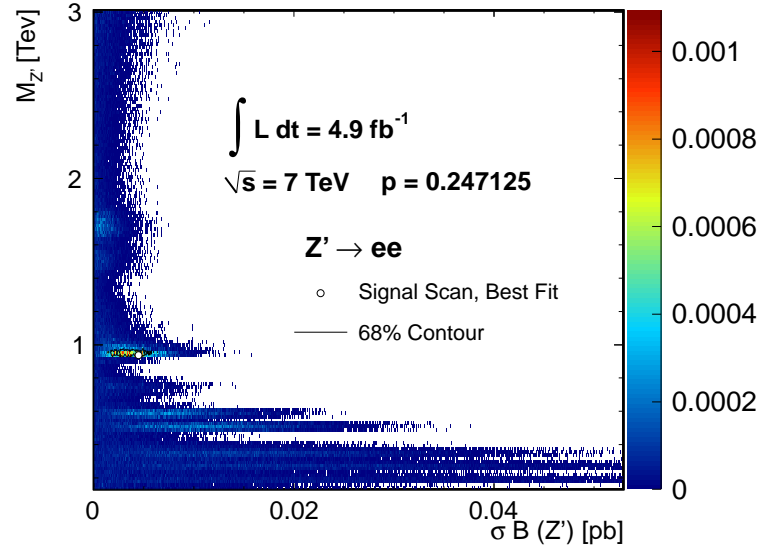


FIGURE 5.28: Fonction de densité de probabilité à postériori d'un signal Z' dans le plan $(\sigma B, M_{Z'})$.

d'obtenir une valeur du test LLR au moins aussi élevée dans le cas où le signal n'est pas présent :

$$p\text{-value} = p(LLR > LLR_{obs} | \text{modèle standard}) . \quad (5.19)$$

La distribution LLR dans l'hypothèse de bruit de fond seul a été obtenue par la construction de jeux de pseudo-données Monte Carlo à partir de la prédiction du modèle standard. Ces jeux de pseudo-données sont obtenus par tirage de l'estimation des bruits de fond dans l'incertitude systématique. Cette distribution est illustrée figure 5.29 où la valeur du test observée dans les données est matérialisée par une flèche. Cette distribution indique une probabilité d'obtenir un excès au moins aussi important sous l'hypothèse de bruit de fond seul de 25%.

5.8.3 Limites sur l'existence d'une nouvelle résonance

En l'absence d'observation d'un excès de signal, une limite à 95% de niveau de confiance sur le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement $(\sigma B)_{95}$ d'un éventuel signal est obtenue pour chaque hypothèse de masse de la résonance considérée par l'intégration de la fonction de densité de probabilité à postériori :

$$0.95 = \frac{\int_0^{(\sigma B)_{95}} \mathcal{L}(\sigma B) \pi(\sigma B) d(\sigma B)}{\int \mathcal{L}(\sigma B) \pi(\sigma B) d(\sigma B)} . \quad (5.20)$$

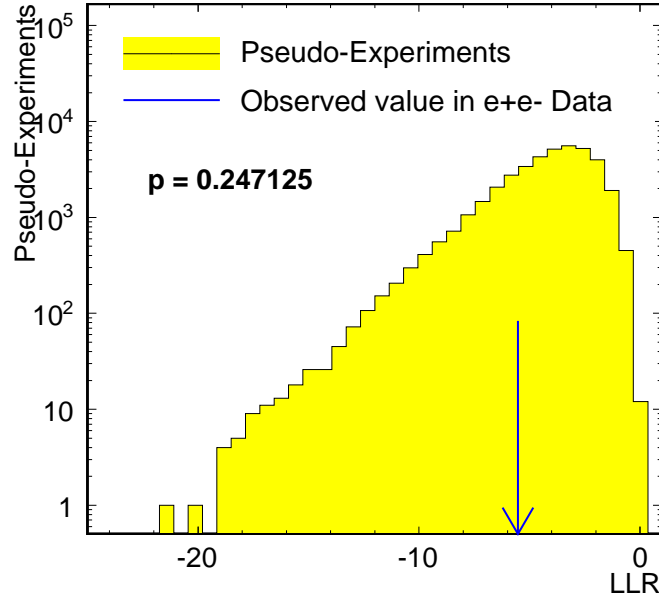


FIGURE 5.29: Résultat du test LLR pour l'excès le plus compatible avec l'hypothèse signal.

La sensibilité à priori de l'analyse est obtenue par la reproduction de cette démarche sur des jeux de pseudo-données Monte Carlo tirés des prédictions du modèle standard.

La limite attendue est définie comme la médiane de chacune des distributions de limites obtenues sur les pseudo-expériences. L'intégration autour de la médiane de ces distributions permet de déterminer les contours à 68% et 95% de niveau de confiance des pseudo-expériences.

La limite obtenue en fonction de la masse de la résonance sur le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement est visible figure 5.30 en trait plein rouge. La limite attendue est représentée en pointillés avec les niveaux de confiance à 68% et 95% respectivement en vert et jaune.

Interprétation en terme de limite sur la masse d'une nouvelle résonance

Finalement, la limite obtenue sur le produit de la section efficace de production d'un nouveau boson Z' peut être convertie en limite supérieure sur la masse d'une nouvelle résonance. Les sections efficaces théoriques d'un Z'_{SSM} ainsi que celles de deux des modèles de Z' issus des théories de grandes unification de type E_6 sont ainsi représentées sur la figure 5.30. La largeur de la courbe correspondant à un Z'_{SSM} illustre l'incertitude théorique provenant des fonctions de distribution de partons (cf tableau 5.5) pour le signal. Cette incertitude n'est pas explicitement prise en compte dans la procédure d'extraction des limites.

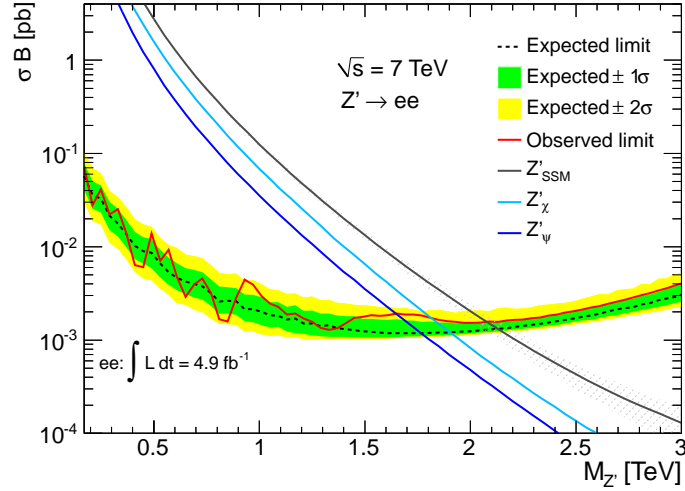


FIGURE 5.30: Limites sur le produit de la section efficace par le rapport d'embranchement d'une résonance Z' de masse $M_{Z'}$ dans le canal de désintégration en deux électrons.

Modèle	Z'_{SSM}	Z'_ψ	Z'_N	Z'_I	Z'_η	Z'_S	Z'_χ
Limite observée [TeV]	2.07	1.65	1.67	1.71	1.70	1.75	1.81
Limite attendue [TeV]	2.13	1.77	1.78	1.81	1.82	1.85	1.90

TABLE 5.7: Limites à 95% de niveau de confiance obtenues et attendues sur la masse d'un nouveau boson de jauge Z'_{SSM} et Z' issu de modèles de grande unification de type E_6 d'après la recherche effectuée dans le canal diélectron.

Les résultats de la recherche d'un excès dans le spectre en masse invariante diélectron permettent ainsi d'exclure l'existence d'un boson Z'_{SSM} , Z'_χ , Z'_ψ en deçà d'une masse de respectivement 2.07 TeV, 1.81 TeV et 1.65 TeV. Ces résultats, ainsi que les limites obtenues pour l'ensemble des modèles E_6 présentés au chapitre 1, sont résumés dans le tableau 5.7 avec les limites attendues correspondantes.

Conclusion

Dans ce chapitre a été présentée l'analyse du spectre en masse invariante diélectron dans les 4.9 fb^{-1} de données collectées par ATLAS, au cours de l'année 2011. Ces données ont permis d'exclure l'existence d'un nouveau boson de jauge issu d'un groupe de symétrie supplémentaire jusqu'à une masse de 2.07 TeV dans le cas du modèle effectif Z'_{SSM} . Une analyse complémentaire a été réalisée par ATLAS dans le spectre en masse invariante dimuon. Cette analyse a permis d'exclure l'existence d'un Z'_{SSM} jusqu'à 1.99 TeV. Les résultats de ces deux canaux ont été combinés et permettent d'exclure l'existence d'un boson Z'_{SSM} , Z'_χ , Z'_ψ

en deçà d'une masse de respectivement 2.22 TeV, 1.97 TeV et 1.79 TeV [118]. Une recherche similaire a été effectuée par l'expérience CMS qui a notamment exclu l'existence d'un boson Z'_{SSM} et Z'_ψ en deçà d'une masse de 2.33 TeV et 2 TeV [119].

Les résultats présentés dans ce chapitre peuvent être interprétés afin d'obtenir des contraintes sur l'existence d'autres résonances, telles qu'un graviton de Randall-Sundrum dans des théories à dimensions supplémentaires, ou bien de techni-mesons dans la théorie technicouleur. Cette nouvelle interprétation nécessite de considérer de nouveaux gabarits de signal et l'acceptance propre à la cinématique des résonances de ces modèles. Les études menées au sein de la collaboration ATLAS concernant ces interprétations pourront être trouvées dans la référence [118].

Je voudrais pas mourir
Sans qu'on ait inventé
Les roses éternelles
La journée de deux heures
La mer à la montagne
La fin de la douleur
Tous les enfants contents
Et tant de trucs encore
Qui dorment dans les crânes
Des géniaux ingénieurs
Des jardiniers joviaux
Des soucieux socialistes
Des urbains urbanistes
Et des pensifs penseurs
Tant de choses à voir
A voir et à z-entendre
Tant de temps à attendre
A chercher dans le noir

Boris Vian, *Je voudrais pas crever*

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse a été structuré autour de deux activités complémentaires : la compréhension de la réponse du calorimètre à argon liquide d'ATLAS, et la recherche d'une nouvelle résonance $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow e^+e^- + X$ dans les 5 fb^{-1} de données délivrées par le LHC au cours de l'année 2011.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'existence de nouvelles résonances lourdes, dès l'échelle du TeV, est motivée par un certain nombre d'observations et de questions, auxquelles le modèle standard n'apporte aucune réponse satisfaisante. Dans ce manuscrit un nouveau boson de jauge Z' qui apparaît dans des théories faisant état d'un groupe de symétrie supplémentaire $U(1)$ telles que les théories de grande unification a été considéré. Nous nous sommes convaincus que le LHC et l'expérience ATLAS offraient une opportunité inégalée de sonder l'existence de telles résonances.

Avant d'entamer la recherche de ces résonances une partie des études destinées à caractériser la réponse du calorimètre à argon liquide d'ATLAS a été décrite.

Au chapitre 2, nous nous sommes concentrés sur la stabilité de la réponse de son électronique de lecture. La mise en évidence de deux pathologies associées aux mémoires analogiques qui réalisent la conservation du signal en attente de la décision de déclenchement a été plus particulièrement détaillée. Il a été montré que ces deux comportements représentaient un impact négligeable sur les performances du calorimètre.

Au chapitre 3 les études concernant les bouffées de bruit cohérentes observées dans le calorimètre depuis sa mise en service ont été présentées. L'étude de la topologie de ces bouffées et des conditions de leur apparition révèle une influence de la haute tension du calorimètre. Celle-ci semble être la source du bruit qui est

par la suite rayonné à l'intérieur des cryostats. En l'absence d'accès prolongé au détecteur pour mieux comprendre ce phénomène, une stratégie de préservation des données basée sur une identification par facteur de qualité a été développée. Celle-ci intègre la stratégie globale déployée par ATLAS qui a permis de garantir la qualité de plus de 97% des données enregistrées.

L'arrêt prolongé du détecteur qui débutera en 2013, fournira certainement l'opportunité d'aller effectuer des mesures au plus proche du calorimètre afin d'identifier le mécanisme d'injection des bouffées de bruit.

Dans l'optique de la recherche d'une résonance lourde, le chapitre 4 a permis de revenir sur les performances d'ATLAS dans le domaine de la reconstruction et de l'identification des électrons de haute impulsion transverse. Ont été plus particulièrement détaillées les performances des variables d'identification, pour lesquelles nous avons pu constater qu'elles présentaient une efficacité croissante avec l'impulsion transverse dans les régions du détecteur couvertes par le détecteur interne ($|\eta| < 2.5$). Une validation complète du critère d'association entre l'énergie déposée dans le calorimètre et la mesure d'impulsion réalisée par le détecteur interne (E/p) a été effectuée.

Enfin, dans le chapitre 5 l'analyse des 4.9 fb^{-1} de données collectées en 2011 a été présentée. Cette analyse s'appuie sur l'étude du spectre en masse invariante diélectron dans lequel un éventuel excès d'événements attribuable à un signal Z' a été recherché. Cette recherche a été effectuée via une approche par vraisemblance en prenant en compte la forme complète du signal et du bruit de fond dans une gamme en masse invariante comprise entre 128 GeV et 3.01 TeV. En l'absence d'observation d'un excès, l'existence d'un boson Z'_{SSM} , Z'_χ et Z'_ψ en deçà d'une masse de respectivement 2.07 TeV, 1.81 TeV et 1.65 TeV est exclue. Cette analyse a été combinée avec la même recherche effectuée dans le spectre en masse invariante dimuon et permet d'exclure un Z'_{SSM} en deçà de 2.22 TeV.

Au démarrage de cette thèse, l'ambition naturelle était la découverte d'un nouveau boson Z' afin d'ouvrir la voie à la discrimination des modèles soutenant son existence. Cette discrimination peut être par exemple réalisée en s'intéressant à l'asymétrie avant-arrière ou bien à la distribution en rapidité du nouveau boson.

Aujourd'hui, ATLAS et CMS ont grandement contribué à dépasser les limites précédentes provenant des recherches directes ou indirectes, et ces nouveaux bosons s'ils existent sont soit très faiblement couplés soit très massifs.

Aucune trace de nouvelle physique n'est encore apparue au LHC et la découverte d'une résonance compatible avec l'existence d'un boson de Higgs à 126 GeV a constitué un grand soulagement à l'issue d'une vingtaine d'années exaltantes. La poursuite du programme d'exploitation du LHC avec l'analyse des données à 8 TeV, puis la seconde phase d'exploitation à l'horizon 2015 devrait nous en apprendre plus. Souhaitons-le, puisqu'il serait très surprenant que le modèle standard reste le fin mot de l'histoire.

Bibliographie

- [1] F.J. Hasert et al. Observation of neutrino like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys.Lett.*, B46 :138–140, 1973.
- [2] J. J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle *J. Phys. Rev. Lett.*, 33 :1404–1406, Dec 1974.
- [3] J. E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33 :1406–1408, Dec 1974.
- [4] D.P. Barber et al. Discovery of three jet events and a test of quantum chromodynamics at PETRA energies. *Phys.Rev.Lett.*, 43 :830, 1979.
- [5] G. Arnison et al. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/ c^2 at the CERN SPS collider. *Phys.Lett.*, B126 :398–410, 1983.
- [6] P. Bagnaia et al. Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys.Lett.*, B129 :130–140, 1983.
- [7] G. Arnison et al. Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider. *Phys.Lett.*, B129 :273, 1983.
- [8] M. Banner et al. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys.Lett.*, B122 :476–485, 1983.
- [9] F. Abe et al. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626–2631, Apr 1995.
- [10] S. Abachi et al. Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2422–2426, Mar 1995.
- [11] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716 :1–29, 2012.
- [12] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716 :30–61, 2012.
- [13] Emmy Noether. Invariant variation problems. *Gott.Nachr.*, 1918 :235–257, 1918.

- [14] W. Pauli. Relativistic field theories of elementary particles. *Rev.Mod.Phys.*, 13 :203–232, 1941.
- [15] Frank Cuypers. Beyond the standard model. *Notes de cours*, hep-ph/9706255, 1997.
- [16] S.L. Glashow. Partial symmetries of weak interactions. *Nucl.Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [17] Abdus Salam and John Clive Ward. Electromagnetic and weak interactions. *Phys.Lett.*, 13 :168–171, 1964.
- [18] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.
- [19] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys.Lett.*, 12 :132–133, 1964.
- [20] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys.Rev.Lett.*, 13 :321–323, 1964.
- [21] K. Nakamura et al. Review of particle physics. *J.Phys.G*, G37 :075021, 2010.
- [22] Henning Flacher et al. Revisiting the global electroweak fit of the standard model and beyond with Gfitter. *Eur.Phys.J.*, C60 :543–583, 2009.
- [23] ATLAS Collaboration. ATLAS Physics Summary Plots. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/CombinedSummaryPlots>.
- [24] F. Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Astrophys.J.*, 86 :217–246, 1937.
- [25] Y. Fukuda et al. Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande’s first 300 days. *Phys.Rev.Lett.*, 81 :1158–1162, 1998.
- [26] H. Georgi and S. L. Glashow. Unity of all elementary-particle forces. *Phys. Rev. Lett.*, 32 :438–441, Feb 1974.
- [27] Y. Hayato et al. Search for proton decay through $p \rightarrow \bar{\nu} k^+$ in a large water cherenkov detector. *Phys.Rev.Lett.*, 83 :1529–1533, 1999.
- [28] David London and Jonathan L. Rosner. Extra gauge bosons in E(6). *Phys.Rev.*, D34 :1530, 1986.
- [29] Jonathan L. Rosner. Off-peak lepton asymmetries from new Z’s. *Phys. Rev. D*, 35 :2244–2247, Apr 1987.
- [30] Paul Langacker. Z’ Physics at the LHC. *hep-ph/0911.4294*, 2009.
- [31] J.L. Hewett and T.G. Rizzo. Low-energy phenomenology of superstring inspired E(6) models. *Phys.Rept.*, 183 :193, 1989.
- [32] C. Ciobanu et al. Z’ generation with PYTHIA. 2005. <http://inspirehep.net/record/689807>.
- [33] Jens Erler et al. Improved constraints on Z’ bosons from electroweak precision data. *JHEP*, 0908 :017, 2009.

- [34] J. Alcaraz et al. A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. 2006.
- [35] T. Aaltonen et al. Search for high mass e^+e^- resonances in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 102 :031801, 2009.
- [36] T. Aaltonen et al. Search for High Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in $\sqrt{s} = 1.96$ TeV $p\bar{p}$ Collisions. *Phys.Rev.Lett.*, 106 :121801, 2011.
- [37] Victor Mukhamedovich Abazov et al. Search for a heavy neutral gauge boson in the dielectron channel with 5.4 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys.Lett.*, B695 :88–94, 2011.
- [38] Boris Kors and Pran Nath. A Stueckelberg extension of the standard model. *Phys.Lett.*, B586 :366–372, 2004.
- [39] Daniel Feldman, Zuwei Liu, and Pran Nath. The Stueckelberg Z' at the LHC : discovery potential, signature spaces and model discrimination. *JHEP*, 0611 :007, 2006.
- [40] Daniel Feldman, Zuwei Liu, and Pran Nath. Probing a very narrow Z' boson with CDF and D0 data. *Phys.Rev.Lett.*, 97 :021801, 2006.
- [41] Ennio Salvioni, Giovanni Villadoro, and Fabio Zwirner. Minimal Z' models : present bounds and early LHC reach. *JHEP*, 0911 :068, 2009.
- [42] Marcela S. Carena, Alejandro Daleo, Bogdan A. Dobrescu, and Timothy M.P. Tait. Z' gauge bosons at the Tevatron. *Phys.Rev.*, D70 :093009, 2004.
- [43] Julien Morel. Recherche d’une nouvelle résonance Z' dans le canal diélectron avec le détecteur ATLAS. *Université Joseph Fourier*, Novembre 2008. Thèse de doctorat.
- [44] Törebjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605 :026, 2006.
- [45] A. Sherstnev and R. S. Thorne. Parton distributions for LO generators. *Eur. Phys. J.*, C55 :553, 2008.
- [46] A. Sherstnev and R.S. Thorne. Different PDF approximations useful for LO Monte Carlo generators. *hep-ph/0807.2132*, page 149, 2008.
- [47] ATLAS Collaboration. ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MC11. ATL-PHYS-PUB-2011-009, <http://cdsweb.cern.ch/record/1363300/>.
- [48] T. Addy et al. Search for high-mass dilepton resonances in 5 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Feb 2012. ATL-COM-PHYS-2012-111. *non publié*.
- [49] P. Golonka and Z. Wąs. PHOTOS Monte Carlo : a precision tool for QED corrections in Z and W decays. *Eur. Phys. J.*, C45 :97–107, 2006.
- [50] C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and A. Vicini. Precision electroweak calculation of the production of a high transverse-momentum lepton pair at hadron colliders. *JHEP*, 10 :109, 2007.

- [51] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. Parton distributions incorporating QED contributions. *Eur. Phys. J.*, C39 :155–161, 2005.
- [52] R. Hamberg, W. L. van Neerven, and T. Matsuura. A complete calculation of the order α_s^2 correction to the Drell-Yan K factor. *Nucl. Phys.*, B359 :343–405, 1991.
- [53] W.J. Stirling. private communication. <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/~wjs/plots/plots.html>.
- [54] CERN Web Communications. The accelerator complex. <http://public.web.cern.ch/public/en/research/AccelComplex-en.html>.
- [55] Lyndon R. Evans and Philip Bryant. LHC machine. *J. Instrum.*, 3 :S08001. 164 p, 2008.
- [56] M. Lamont. LHC : Status and commissioning plans. *physics.acc-ph/0906.0347*, pages 21–26, 2009.
- [57] C Carli et al. Proc. Chamonix 2011 workshop on LHC performance. pages 35–43. CERN, 2011. <http://cdsweb.cern.ch/record/1341525>.
- [58] ATLAS Collaboration. ATLAS Data Summary. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/DataSummary/2011>.
- [59] ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 1. 1999.
- [60] ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 2. 1999.
- [61] G Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08003, 2008.
- [62] ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 1. 1997.
- [63] ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 2. 1997.
- [64] Julien Labbé. Etalonnage électronique du calorimètre électromagnétique et mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top. *Université Joseph Fourier*, Juillet 2009. Thèse de doctorat.
- [65] ATLAS liquid argon calorimeter : Technical design report. 1996.
- [66] G. Aad et al. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *Eur.Phys.J.*, C72 :1909, 2012.
- [67] ATLAS tile calorimeter : Technical design report. 1996.
- [68] ATLAS muon spectrometer : Technical design report. 1997.
- [69] G. Aad et al. Expected performance of the ATLAS experiment - Detector, Trigger and Physics. 2009.

- [70] Georges Aad et al. Performance of the ATLAS trigger system in 2010. *Eur.Phys.J.*, C72 :1849, 2012.
- [71] Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector in 2011. Technical Report ATLAS-CONF-2011-116, CERN, Geneva, Aug 2011. <http://cdsweb.cern.ch/record/1376384>.
- [72] N. J. Buchanan et al. ATLAS liquid argon calorimeter front end electronics. *Journal of Instrumentation*, 3(09) :P09003, 2008.
- [73] H. Abreu et al. Performance of the electronic readout of the atlas liquid argon calorimeters. *J. Instrum.*, 5 :P09003, 2010.
- [74] The Liquid Argon back end electronics collaboration (A Bazan et al). ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics. *Journal of Instrumentation*, 2(06) :P06002, 2007.
- [75] W.E. Cleland and E.G. Stern. Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 338(2-3) :467 – 497, 1994.
- [76] Martin Aleksa et al. ATLAS Combined Testbeam : Computation and validation of the electronic calibration constants for the electromagnetic calorimeter. Technical Report ATL-LARG-PUB-2006-003. ATL-COM-LARG-2006-003, CERN, Geneva, Apr 2006. <http://cdsweb.cern.ch/record/942528>.
- [77] J. Colas et al. Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3) :269 – 291, 2008.
- [78] Borgeaud et al. The HAMAC rad-hard Switched Capacitor Array : A high dynamic range analog memory dedicated to ATLAS calorimeters. Technical report, Oct 2001. http://www.nevis.columbia.edu/~atlas/electronics/asics/sca/DOC_HAMAC.pdf.
- [79] C. Cerna et al. Cabling of the ATLAS liquid argon calorimeters. Technical Report ATL-A-EN-0001, CERN, Geneva, December 2004.
- [80] Nick Barlow. Prompt reconstruction of LHC collision data with the ATLAS reconstruction software. *J.Phys.Conf.Ser.*, 331 :032004, 2011.
- [81] M. Baak et al. Data quality status flags and good run lists for physics analysis in atlas. Technical Report ATL-COM-GEN-2009-015, CERN, Geneva, Mar 2009. *non publié*.
- [82] T. Golling, H. Hayward, P. Onyisi, H. Stelzer, and P. Waller. The ATLAS data quality defect database system. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 72 :1–6, 2012. 10.1140/epjc/s10052-012-1960-y.

- [83] A. Barriuso Poy et al. The detector control system of the ATLAS experiment. *Journal of Instrumentation*, 3(05) :P05006, 2008.
- [84] G. Aad et al. Data quality from the detector control system at the ATLAS experiment. *J.Phys.Conf.Ser.*, 219 :022037, 2010.
- [85] LAr group. Public Liquid-Argon Calorimeter Plots on Detector Status - Monitoring plots. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsDetStatus#Monitoring_plots.
- [86] ATLAS Collaboration. ATLAS Public results - Data Quality information for 2011 data. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010#2011>.
- [87] N. Morange, J.T. Childers, S. Hillier, and B. Mansoulié. Study and validation of the BCID of the L1Calo at very high transverse energies. Technical report, 2011. ATL-COM-DAQ-2011-021. *non publié*.
- [88] (Ed.) Duckeck, G. et al. ATLAS computing : Technical design report. 2005.
- [89] W Lampl et al. Calorimeter clustering algorithms : description and performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008. <http://cdsweb.cern.ch/record/1099735>.
- [90] The ATLAS collaboration. Expected electron performance in the ATLAS experiment. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2011-006, CERN, Geneva, Apr 2011. <http://cdsweb.cern.ch/record/1345327>.
- [91] EGamma group. Technicalities for medium1. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TechnicalitiesForMedium1>.
- [92] M. Hance, D. Olivito, and H. Williams. Performance studies for e/gamma calorimeter isolation. Technical Report ATL-COM-PHYS-2011-1186, CERN, Geneva, Sep 2011. *non publié*.
- [93] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506 :250, 2003.
- [94] John Erthal Gaiser. Charmonium spectroscopy from radiative decays. pages 177 – 180, appendix F. <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-255.pdf>.
- [95] Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, 427 :257–454, 2006.
- [96] ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter Collaboration. Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam. *Nucl. Instrum. Meth.*, A568 :601–623, 2006.
- [97] D. Acosta et al. First measurements of inclusive W and Z cross sections from Run II of the Tevatron collider. *Phys.Rev.Lett.*, 94 :091803, 2005.

- [98] V.M. Abazov et al. Measurement of the shape of the boson rapidity distribution for $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + X$ events produced at \sqrt{s} of 1.96 TeV. *Phys.Rev.*, D76 :012003, 2007.
- [99] Luis Flores-Castillo et al. Data/MC comparison of electron discriminating variables vs E_T . Présentation donnée à la réunion EGamma, CERN, Geneva, Feb 2012. <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=8&resId=0&materialId=slides&confId=163458>.
- [100] Emmanuel Laisné. Recherche d'une nouvelle résonance $pp \rightarrow Z' + X \rightarrow e^+e^- + X$ avec le détecteur ATLAS au LHC. 2009. Rapport de stage de Master 2. http://lpsc.in2p3.fr/images/ActivitesScientifiques/AtlasIlc/Activites_Atlas/PDF/RapportStageM2Emmanuel.pdf.
- [101] ATLAS Collaboration. The ATLAS simulation infrastructure. *Eur. Phys. J.*, C70 :823–874, 2010.
- [102] G. Corcella et al. HERWIG6 : an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, 01 :010, 2001.
- [103] G. Corcella et al. HERWIG 6.5 release note. 2002.
- [104] S. Frixione and B. R. Webber. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP*, 0206 :029, 2002.
- [105] J. M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, and M. H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, C72 :637–646, 1996.
- [106] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, et al. New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev.*, D82 :074024, 2010.
- [107] P. M. Nadolsky et al. Implications of CTEQ global analysis for collider observables. *Phys. Rev.*, D78 :013004, 2008.
- [108] R. Blair et al. ATLAS Standard Model cross section recommendations for 7 TeV LHC 2 running. <https://svnweb.cern.ch/trac/atlasgrp/export/50132/Physics/StandardModel/xsectf/note/xsectf.pdf>, 2010.
- [109] J. M. Butterworth et al. Single and diboson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *ATL-COM-PHYS-2010-695*, 2010.
- [110] Valeria Bartsch and Gunter Quast. Expected signal observability at future experiments. 2005. CERN-CMS-NOTE-2005-004, CMS-NOTE-2005-004.
- [111] F Ledroit, J Morel, and B Trocmé. Z' at LHC. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2006-024. ATL-COM-PHYS-2006-047, CERN, Geneva, Jul 2006. Contribution to the proceedings : TeV 4 LHC workshop, 2006.
- [112] Georges Aad et al. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2011. CERN-PH-EP-2011-191.

- [113] ATLAS Collaboration. Search for high mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS experiment. *Phys. Lett.*, B700 :163–180, 2011.
- [114] Exotics dilepton group. Search for high mass dielectron resonances at $\sqrt{s} = 7$ TeV. ATL-COM-PHYS-2011-083.
- [115] M Agustoni et al. Electromagnetic energy scale in-situ calibration and performance : Supporting document for the egamma performance paper. Technical Report ATL-COM-PHYS-2011-263, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [116] Exotics dilepton group. Limit setting and signal extraction procedures in the search for narrow resonances decaying into leptons at ATLAS. ATL-COM-PHYS-2011-085, <http://cdsweb.cern.ch/record/1325592/>.
- [117] Frederik Beaujean, Allen Caldwell, Daniel Kollar, and Kevin Kroninger. BAT : The Bayesian analysis toolkit. *J.Phys.Conf.Ser.*, 331 :072040, 2011.
- [118] Georges Aad et al. Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector. 2012. <http://arxiv.org/abs/1209.2535>.
- [119] Serguei Chatrchyan et al. Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2012. CMS-EXO-11-019, CERN-PH-EP-2012-157.